



# Étude multi-instrumentale de la dynamique des structures aurorales côté jour et côté nuit : couplage avec la magnétosphère et le milieu interplanétaire

Aurélie Marchaudon

## ► To cite this version:

Aurélie Marchaudon. Étude multi-instrumentale de la dynamique des structures aurorales côté jour et côté nuit : couplage avec la magnétosphère et le milieu interplanétaire. Autre. Université de Versailles-Saint Quentin en Yvelines, 2003. Français. NNT : . tel-00008894

**HAL Id: tel-00008894**

**<https://theses.hal.science/tel-00008894>**

Submitted on 29 Mar 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# **THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE VERSAILLES-SAINT-QUENTIN**

Spécialité :

*Physique des Plasmas*

Présentée par

Aurélie MARCHAUDON

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE VERSAILLES-SAINT-QUENTIN

Sujet de la thèse :

<p><b>ÉTUDE MULTI-INSTRUMENTALE DE LA DYNAMIQUE DES STRUCTURES AURORALES CÔTÉ JOUR ET CÔTÉ NUIT : COUPLAGE AVEC LA MAGNÉTOSPHERE ET LE MILIEU INTERPLANÉTAIRE</b></p>
---

soutenue le 10/10/2003 devant le jury composé de :

Monsieur G. Caudal, Président

Monsieur P.-L. Blelly, Rapporteur

Monsieur C. P. Escoubet, Rapporteur

Monsieur J.-C. Cerisier, Directeur de thèse

Monsieur J.-A. Sauvaud, Examineur

Monsieur J. Watermann, Examineur

Monsieur C. Hanuise, Invité



# Remerciements

Je remercie profondément Jean-Claude Cerisier, mon directeur de thèse, pour ses qualités d'encadrement et d'écoute et pour sa très grande disponibilité. Je le remercie aussi pour avoir su me transmettre sa passion de la recherche et pour avoir mis au service de cette thèse l'étendue de ses connaissances en physique.

Je remercie Jean-Jacques Berthelier et Hervé de Feraudy, directeurs passé et présent du Centre d'Etude des Environnements Terrestre et Planétaires (CETP) pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire, ainsi que Raymond Pottelette, chef du département EMI, département dans lequel j'ai pu effectuer ma thèse dans d'excellentes conditions.

J'exprime ma gratitude envers Pierrette Décréau et Jean-Michel Bosqued avec qui j'ai grandement apprécié travailler sur les données Cluster, je leur suis très reconnaissante de l'aide et du soutien chaleureux qu'ils m'ont apportés durant ma thèse. Et si ! Si ! J'ai bien vu un ours à Yosemite Park ! Je souhaite également remercier Michel Menvielle, Matthieu Berthomier, Dominique Delcourt et Mehdi Bouhram pour leur écoute attentive et pour les conseils qu'ils m'ont prodigués, aussi bien sur le plan scientifique, que sur celui de mon avenir professionnel. Enfin, je remercie vivement Olaf Amm pour sa collaboration scientifique à une partie importante de mon travail de thèse et pour m'avoir acceptée dans une équipe de travail internationale sur les études conjuguées sol-Cluster.

Mon travail de thèse a également bénéficié des compétences en recherche bibliographique de Françoise Chauvet, des compétences administratives de Michèle Sédoni et des compétences informatiques de Brigitte Piron et Francis Vivat. Un merci tout particulier à Paulette Kossa (pour son travail passé) et à Josette Paris et Evelyne Lemaulf, qui réalisent avec une grande efficacité la lourde tâche de distribuer les données SuperDARN et qui font également tourner tous les jours le réseau informatique du site de Saint-Maur-des-Fossés.

Enfin je remercie l'ensemble du CETP de m'avoir accueillie chaleureusement au sein de son équipe pendant ces trois années, et plus spécialement Dominique Fontaine, Michel Malingre et Aurélie Vontrat-Réberac.



Je tiens également à remercier toute l'équipe française scientifique et technique SuperDARN, en particulier Christian Hanuise, Patrice Ferreau, Henri-Claude Séran, Xavier Vallières et Jean-Paul Villain, avec qui j'ai passé d'excellents moments scientifiques et festifs. Je pense plus particulièrement à nos cafés pris sur le balcon d'un palais ducal à Venise, tandis que des japonais en gondole sur le Grand Canal nous prenaient en photo, à nos « grattage et zingage » de mâts de radars SuperDARN, à nos balades sur les sentiers chaotiques islandais ou à la découverte culinaire du steak de baleine et des Hamburgers-Frites ! L'Islande reste en particulier pour moi un excellent souvenir, puisque c'est là-bas que j'ai eu la chance de voir mes premières aurores boréales !

Je remercie mon tuteur de monitorat Guy Cernogora pour ses conseils avisés, ainsi que Claude Chapuis et François Chambre, grâce à qui j'ai beaucoup appris durant ces 3 années d'enseignement à l'Université de Versailles et qui m'ont donné envie dans l'avenir de continuer à enseigner. Enfin j'ai une pensée particulière pour mon collègue de TD, Jérôme Rodriguez, avec qui je me suis si souvent creusée la tête pour trouver des sujets de contrôle faisables, mais pas trop rébarbatifs !

Je suis très reconnaissante à Gérard Caudal d'avoir accepté de présider mon jury de thèse, ainsi qu'à mes rapporteurs Pierre-Louis Blelly et Philippe Escoubet pour la lecture minutieuse qu'ils ont faite de ce manuscrit. Enfin, je remercie Jean-André Sauvaud, Jürgen Watermann et Christian Hanuise de s'être intéressé à mon travail et de bien vouloir juger cette thèse.

J'ai une pensée reconnaissante pour Alain Straboni, professeur de l'université de Poitiers, grâce à qui en licence, j'ai découvert et immédiatement apprécié la physique des plasmas.

Enfin, je voudrais remercier mes parents Pierrette et Philippe pour leur indéfectible soutien et pour leur tendresse, et mon ami Nicolas pour sa tendre affection, pour sa grande patience et surtout pour avoir toujours été présent dans les moments critiques, comme pour l'impression nocturne des différents exemplaires de ce manuscrit, par exemple...

## Résumé

### **Étude multi-instrumentale de la dynamique des structures aurorales côté jour et côté nuit : couplage avec la magnétosphère et le milieu interplanétaire**

La dynamique du système magnétosphère-ionosphère résulte de stimuli directs ou indirects provenant du vent solaire. Elle est en grande partie assurée par des processus affectant des tubes de flux magnétique de petite ou moyenne échelle spatiale et de durée ne dépassant pas la dizaine de minutes. Grâce à des études expérimentales impliquant de multiples instruments, nous étudions la dynamique de ces tubes de flux simultanément dans l'ionosphère et dans la magnétosphère. Après une première partie consacrée à une description générale de la magnétosphère et à une analyse des travaux antérieurs sur les structures de moyenne échelle, ainsi que des moyens expérimentaux qui y donnent accès, nous étudions dans une seconde partie, les réponses dynamiques du système magnétosphère-ionosphère côté jour, à des variations du champ magnétique interplanétaire et à des impulsions de pression du vent solaire. Nous réalisons la première comparaison quantitative entre la magnétosphère et l'ionosphère de vitesses de plasma et de vitesses de déplacement des tubes de flux engendrés par la reconnexion sporadique. Nous quantifions le mouvement des différentes frontières magnétosphériques du côté jour, lors de variations de la composante nord-sud du champ magnétique interplanétaire, ainsi que leurs différents temps de réponse. Nous montrons également que les impulsions de pression du vent solaire peuvent être le facteur déclenchant la reconnexion, en période de champ magnétique interplanétaire dirigé vers le sud. Nous confirmons que les sursauts de convection ionosphérique associés en sont la signature fossile. Dans la troisième partie de cette thèse, nous étudions l'électrodynamique de structures aurorales de moyenne échelle, du côté jour et du côté nuit. Nous présentons la première observation directe des courants parallèles associés à un tube de flux magnétosphérique reconnecté du côté jour. Ces courants ainsi que le courant de Pedersen associé, constituent un circuit autonome indépendant des courants à grande échelle. Puis, nous modélisons l'électrodynamique d'un arc observé du côté nuit, afin de comprendre la fermeture du circuit électrique dans l'ionosphère. Deux modèles respectivement à une et deux dimensions sont utilisés, le second, plus satisfaisant, souffre cependant de l'insuffisance de la description expérimentale. Cet ensemble de travaux montre l'importance des processus à moyenne échelle dans la dynamique globale de la magnétosphère.

**Mots clés :** magnétosphère terrestre, ionosphère, reconnexion magnétique, électrodynamique, convection magnétosphérique, radars ionosphériques.



## Abstract

### **Dynamics of auroral structures in the dayside and in the nightside: multi-instrument study of the coupling with the magnetosphere and the interplanetary medium**

The dynamics of the magnetosphere-ionosphere system is controlled by the solar wind through small scale processes affecting magnetospheric flux tubes. In a series of multi-instrument studies, we investigate the dynamics of these flux tubes simultaneously in the magnetosphere and in the ionosphere. In a first part, we give a general description of the magnetosphere-ionosphere system, and we analyse the recent work on meso-scale structures and available experimental measurements used for their description. In the second part of this thesis, we study the dynamic responses of the dayside system. We perform the first quantitative comparison between magnetospheric and ionospheric plasma and phase velocities of flux tubes generated by transient reconnection. We quantify the motion of dayside magnetospheric boundaries in response to variations of the north-south component of the interplanetary magnetic field. We also show that solar wind pressure pulses can trigger reconnection events during southward interplanetary magnetic field. We confirm also that the associated ionospheric convection flow bursts are fossil signatures of the reconnection. In the third part of this thesis, we study the electrodynamics of meso-scale auroral structures in the dayside and in the nightside. First, we present the first direct observation of the parallel currents associated with a dayside magnetospheric reconnected flux tube. These currents including the closure horizontal Pedersen current, form a balanced system, isolated from the global scale magnetospheric currents. Then, we model the ionospheric closure of the parallel currents in a meso-scale nightside arc. We have tested a one-dimensional and a two-dimensional model. Although the two-dimensional model gives better results, it suffers lacks experimental input data. This work illustrates the role of meso-scale processes in the global dynamics of the magnetosphere.

**Key words :** Earth's magnetosphere, ionosphere, magnetic reconnection, electrodynamics, magnetospheric convection, ionospheric radars.



# Table des Matières

<b>Introduction.....</b>	<b>1</b>
<b>Partie I : Structures aurorales et moyens d'étude expérimentale....</b>	<b>5</b>
<b>1 Le système magnétosphère-ionosphère à l'échelle globale.....</b>	<b>7</b>
<b>1.1 Topologie de la magnétosphère.....</b>	<b>7</b>
1.1.1 Les grandes régions de la magnétosphère.....	7
1.1.2 La projection ionosphérique des régions de la magnétosphère.....	10
<b>1.2. Convection du système magnétosphère-ionosphère.....</b>	<b>11</b>
1.2.1 Concept de magnétosphère fermée.....	11
1.2.2 Concept de magnétosphère ouverte.....	13
<b>1.3 Electrodynamique du système magnétosphère-ionosphère.....</b>	<b>17</b>
1.3.1 Sources de courants magnétosphériques.....	17
1.3.2 Conductivités ionosphériques.....	20
1.3.3 Circuit électrique global du système magnétosphère-ionosphère.....	21
<b>1.4 Conclusion.....</b>	<b>25</b>
<b>2 Les structures aurorales de moyenne échelle, côté jour et côté nuit : observations et modèles.....</b>	<b>27</b>
<b>2.1 Reconnexion magnétique sporadique côté jour : les FTEs.....</b>	<b>28</b>
2.1.1 Observations initiales des FTEs.....	28
2.1.2 Modèle théoriques des FTEs.....	30
2.1.3 Signature ionosphérique des FTEs.....	32
2.1.4 Observations conjointes sol-satellite des FTEs.....	34
2.1.5 Modèles de la signature ionosphérique des FTEs.....	35
<b>2.2 Impulsions de pression du vent solaire sur la magnétosphère côté jour : les TCVs et autres signatures aurorales.....</b>	<b>41</b>
2.2.1 Observations initiales des TCVs.....	41
2.2.2 Modèles théoriques des TCVs.....	43
2.2.3 Observations récentes des TCVs.....	44
2.2.4 FTEs et impulsions de pression.....	45
<b>2.3 Les arcs auroraux dans le secteur nuit.....</b>	<b>46</b>
2.3.1 Description générale des arcs auroraux.....	46
2.3.2 Mécanisme de formation des arcs auroraux.....	48
2.3.3 Classification électrodynamique des arcs auroraux.....	49
<b>2.4 Reconnexion magnétique sporadique côté nuit : les BBFs.....</b>	<b>52</b>
2.4.1 Observations initiales des BBFs.....	52
2.4.2 Modèle de BBF comme un tube de flux de faible densité.....	52
2.4.3 Signatures ionosphériques des BBFs.....	53
<b>2.5 Conclusion.....</b>	<b>54</b>

<b>3 Les moyens expérimentaux de sondage.....</b>	<b>55</b>
3.1 Le vent solaire.....	55
3.2 La magnétosphère externe.....	56
3.3 L'interface magnétosphère-ionosphère.....	57
3.4 L'ionosphère.....	59
3.4.1 Les radars Haute Fréquence SuperDARN.....	60
3.4.2 Les magnétomètres au sol.....	64
3.5 Conclusion.....	65
 <b>Partie II : Dynamique du système magnétosphère–ionosphère, côté jour.....</b>	 <b>67</b>
 <b>4 Réponse à une rotation de l'IMF : le cas du 17 mars 2001.....</b>	 <b>69</b>
4.1 Géométrie de la conjonction et conditions interplanétaires.....	69
4.2 Particules et champ : Cluster.....	71
4.3 Convection : SuperDARN.....	74
4.4 Projection entre la magnétosphère et l'ionosphère d'une vitesse de convection.....	76
4.5 Résultats principaux.....	77
4.5.1 Convection dans l'ionosphère et la magnétosphère.....	77
4.5.2 Vitesse de déplacement des structures d'injection.....	79
4.5.3 Comparaison entre les vitesses de convection et les vitesses de structures.....	82
4.5.4 Dimension des structures d'injection.....	82
4.6 Conclusion.....	83
 <b>5 Réponse à des variations de la composante <math>B_z</math> de l'IMF : le cas du 30 août 2001.....</b>	 <b>85</b>
5.1 Géométrie de la conjonction.....	85
5.2 Conditions interplanétaires.....	87
5.3 Convection : SuperDARN.....	89
5.4 Courants parallèles : Ørsted et CHAMP.....	91
5.5 Particules : DMSP-F15 et Cluster.....	92
5.6 Synthèse et discussion : variations temporelles des frontières.....	95
5.7 Conclusion.....	99
 <b>6 Réponse à des impulsions de la pression du vent solaire : le cas du 14 juillet 2001.....</b>	 <b>101</b>
6.1 Géométrie de la conjonction.....	101
6.2 Conditions interplanétaires.....	102
6.3 Convection : SuperDARN.....	104
6.4 Emissions aurorales :IMAGE.....	106
6.5 Particules et champs : Cluster.....	107

6.6 Discussion.....	109
6.6.1 Corrélation entre les sursauts de convection et les intensifications des aurores..	110
6.6.2 Comparaison entre la convection mesurée par SuperDARN et Cluster-1/EDI...	113
6.7 Conclusion.....	116
Conclusion.....	117
<b>Partie III : Electrodynamique des structures aurorales de moyenne échelle.....</b>	<b>119</b>
<b>7 Electrodynamique des structures du côté jour : résultats et perspectives.....</b>	<b>121</b>
7.1 Electrodynamique d'un FTE : le cas du 12 septembre 1999.....	122
7.1.1 Conditions générales.....	123
7.1.2 Convection : SuperDARN.....	124
7.1.3 Courants parallèles : Ørsted.....	125
7.1.4 Discussion.....	126
7.1.5 Particules : DMSP-F11.....	131
7.1.6 Conclusion.....	132
7.2 Perspectives d'étude sur l'électrodynamique des tubes de flux dans la magnétosphère.....	133
7.2.1 Electrodynamique du système magnétosphère-ionosphère et du cornet polaire.....	133
7.2.2 Electrodynamique des FTEs.....	135
7.2.2.a Contribution des radars SuperDARN et des satellites magnétiques.....	135
7.2.2.b Contribution des radars SuperDARN et des satellites Cluster.....	138
7.3 Conclusion.....	139
<b>8 Electrodynamique d'un arc côté nuit : le cas du 12 janvier 2000..</b>	<b>141</b>
8.1 Conditions générales.....	142
8.2 Présentation des mesures.....	143
8.2.1 Mesures le long de la trajectoire d'Ørsted.....	143
8.2.2 Mesures le long de la trajectoire de FAST.....	143
8.3 Méthodes de modélisation et résultats.....	144
8.3.1 Modèle à une dimension.....	144
8.3.2 Modélisation le long de la trajectoire de FAST.....	146
8.3.3 Modélisation le long de la trajectoire d'Ørsted.....	146
8.3.4 Modèle à deux dimensions et résultats dans le cas d'Ørsted.....	147
8.4 Discussion et conclusion.....	149
8.4.1 Discussion des modèles.....	149
8.4.2 Evolution temporelle de la structure de l'arc.....	150
8.5 Electrodynamique des structures de moyenne échelle, côté nuit : perspectives et conclusion.....	150
Conclusion.....	153



<b>Conclusion générale.....</b>	<b>155</b>
<b>Annexes.....</b>	<b>159</b>
<b>1 Article : Transient plasma injections in the dayside magnetosphere: one-to-one correlated observations by Cluster and SuperDARN.....</b>	<b>161</b>
<b>2 Article : Quantitative modelling of the closure of meso-scale parallel currents in the nightside ionosphere.....</b>	<b>181</b>
<b>A Détermination des courants parallèles à partir des mesures magnétiques par satellite.....</b>	<b>199</b>
<b>A.1 Détermination des caractéristiques de la nappe de courant.....</b>	<b>200</b>
A.1.1 Détermination de l'orientation de la nappe.....	200
A.1.2 Calcul de l'intensité du courant parallèle.....	201
<b>A.2 Condition de validité du calcul du courant parallèle.....</b>	<b>201</b>
<b>B Algorithme de traitement des mesures multi-points.....</b>	<b>203</b>
<b>B.1 Vitesse d'une frontière plane par une méthode à quatre satellites.....</b>	<b>203</b>
B.1.1 Vitesse d'un tube de flux ou d'une frontière.....	203
B.1.2 Validation de la méthode.....	205
B.1.3 Limitation de la méthode et importance de la dimension des structures.....	205
<b>B.2 Vitesse d'une frontière plane par une méthode à trois satellites.....</b>	<b>206</b>
<b>B.3 Le repère magnétique « champ-variance ».....</b>	<b>206</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>209</b>
<b>Liste des Acronymes.....</b>	<b>223</b>

## Introduction

Les aurores ont de tout temps fasciné les hommes par le spectacle magnifique qu'elles offrent. Les observations d'aurores sont déjà recensées plus de 1000 ans avant Jésus-Christ, en Chine et dans la Grèce Antique. Mais dans ces temps anciens et jusqu'à la fin du Moyen-Age, comme leur existence n'est pas comprise, elles engendrent souvent peurs et superstitions. Le premier pas vers la compréhension de la nature des aurores date du 16<sup>ème</sup> siècle. Pour expliquer l'orientation de l'aiguille de la boussole, *William Gilbert* suggère que la Terre agit comme un aimant et que l'aiguille de la boussole s'aligne le long des lignes de force du champ magnétique terrestre. Il faut attendre le 18<sup>ème</sup> siècle, pour que soit posée l'hypothèse d'un lien étroit entre les aurores et le champ magnétique terrestre. En 1747, *Anders Celsius* et *Olof Hiorter* observent une relation entre l'apparition des aurores et la déclinaison d'une aiguille magnétisée. C'est la première mise en évidence de la nature magnétique des aurores. Au milieu du 19<sup>ème</sup> siècle, la physique des aurores fait un grand pas en avant, avec la mise en place du premier réseau de magnétomètres au sol. En 1851, *Edward Sabine* montre que l'intensité des perturbations magnétiques est corrélée avec le cycle solaire. Puis en 1859, *Richard Carrington* fait le lien entre une éruption solaire et un orage magnétique enregistré au sol. En 1860, *Elias Loomis* trace la zone de maximum des aurores, correspondant à une bande ovale à environ 20-25° autour du pôle. C'est la première observation de l'ovale auroral. C'est dans la dernière partie du 19<sup>ème</sup> siècle, qu'émerge une vraie compréhension des mécanismes de formation des aurores. En 1878, *Henri Becquerel* suggère que des particules sont expulsées du Soleil et sont guidées par le champ magnétique terrestre, jusqu'aux zones aurorales, où elles forment les aurores. En 1882, *Balfour Stewart* propose que la couche supérieure de l'atmosphère est la localisation la plus probable de courants électriques contrôlés par le Soleil et susceptibles d'engendrer des fluctuations magnétiques au sol. Cette hypothèse est confirmée indépendamment par *A. E. Kennelly* et *O. Heaviside* en 1902, qui expliquent de cette manière les transmissions radio transatlantiques, par réflexion des ondes sur cette couche hautement conductrice. En 1897, *Kristian Birkeland* compulse beaucoup de données de perturbations magnétiques associées aux aurores. Il conclut que d'intenses courants électriques s'écoulent le long du champ magnétique au niveau des aurores. Il confirme ses observations par des expériences en laboratoire. Il reproduit l'ovale auroral en bombardant d'électrons, une sphère

magnétisée appelée « *Terrella* ». C'est au 20<sup>ème</sup> siècle, avec la découverte de l'état plasma et des équations qui le régissent, puis avec l'amélioration des techniques instrumentales, en particulier l'apparition des radars, des caméras et des satellites qu'ont été posées les bases modernes de la physique des relations Soleil-Terre. Elles ont permis de montrer que les interactions entre les rayonnements provenant du Soleil, le champ magnétique et l'atmosphère terrestres sont très complexes et ne se limitent pas aux signatures visibles des aurores. Ce domaine de recherche est aujourd'hui très actif et tente d'atteindre le stade prédictif au travers des programmes de météorologie de l'espace.

Avant d'atteindre cet objectif, il est nécessaire de comprendre par quels processus, les perturbations solaires se manifestent au niveau terrestre. C'est l'objectif de cette thèse d'y contribuer. Avant de préciser comment, nous allons commencer par présenter succinctement les grandes régions entrant en jeu dans ces interactions.

A partir de sa haute atmosphère appelée la couronne solaire, le Soleil émet en permanence vers le milieu interplanétaire un flux de plasma chaud constitué essentiellement d'électrons et de protons, ainsi que quelques ions  $\text{He}^{2+}$ . Ce flux de particules appelé *vent solaire*, entraîne avec lui les lignes de champ magnétique du Soleil, formant le champ magnétique interplanétaire. Au niveau de l'orbite terrestre, la densité du vent solaire est de  $4 \text{ à } 10 \text{ cm}^{-3}$ , sa vitesse varie entre  $300 \text{ et } 700 \text{ km.s}^{-1}$ , le champ magnétique est de quelques nanoTeslas (nT).

En 1931, *Chapman et Ferraro* montrent que le champ magnétique de la Terre se comporte comme un obstacle à l'écoulement du vent solaire. L'impact du vent solaire confine le champ magnétique terrestre dans une cavité appelée *la magnétosphère*. Le vent solaire étant supersonique et super-Alfvénique, une onde de choc est créée en avant de la magnétosphère, au travers de laquelle le vent solaire subit un fort ralentissement et une thermalisation. Cette région de vent subsonique et turbulent, constitue *la magnétogaine* située entre l'onde de choc et la frontière de la cavité magnétosphérique. Cette frontière s'appelle *la magnétopause* et est définie par l'équilibre entre la pression dans la magnétosphère (essentiellement magnétique) et la pression du vent solaire (combinaison des pressions cinétique et thermique). En première approximation le champ magnétique interne de la Terre est dipolaire, mais la pression dynamique du vent solaire comprime les lignes de champ magnétique côté jour et son écoulement autour de la magnétosphère les étire en une longue queue de quelques centaines de rayons terrestres ( $R_E$ ) côté nuit. Le champ magnétique terrestre est relativement intense entre  $3.10^4$  et  $6.10^4$  nT à la surface de la Terre. La magnétosphère est formée d'un plasma totalement

ionisé et peu dense, dont la densité varie entre 0,1 et  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ . Les particules du plasma magnétosphérique sont en gyration autour des lignes de champ magnétique terrestre. Dans un tel plasma, les collisions entre particules jouent un rôle négligeable et la conductivité parallèle est infinie. Ces conditions sont celles de la MHD idéale et le plasma est gelé dans le champ magnétique, en ce sens qu'un élément de plasma reste attaché à la même ligne de champ. L'expression mathématique de ce résultat constitue le théorème du flux gelé. A partir de ce théorème, on définit des tubes de flux se déplaçant au cours du temps, qui contiennent toujours le même plasma, ainsi qu'une quantité constante de flux magnétique. Ce concept de champ gelé régit les mouvements du plasma dans la magnétosphère, mais aussi dans le vent solaire. Seules les particules les plus énergétiques peuvent se mouvoir à travers les lignes de champ, sous l'action des dérives de courbure et de gradient. La magnétosphère est composée de grandes régions dans lesquelles les caractéristiques du champ magnétique, les densités et les énergies du plasma diffèrent.

Les sources de ce plasma sont essentiellement le vent solaire, dont une partie des particules, en majorité des ions  $\text{H}^+$ , peut entrer dans la magnétosphère du côté jour, mais également la plus haute couche de l'atmosphère de laquelle des ions  $\text{O}^+$  et  $\text{H}^+$  s'échappent en direction de la magnétosphère. Ces ions sont essentiellement formés par ionisation des molécules neutres atmosphériques, en particulier par le rayonnement solaire. On appelle cette couche de l'atmosphère, *l'ionosphère*. L'ionosphère est constituée d'un plasma froid, très partiellement ionisé, dans lequel les collisions entre les particules chargées et neutres sont fréquentes. La densité du plasma ionosphérique est comprise entre  $10^3$  et  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  et fluctue beaucoup entre le jour et la nuit, puisque le plasma ionosphérique est essentiellement créé par le rayonnement ultra-violet (UV) solaire. Entre 100 km et 200 km d'altitude, les électrons sont gelés dans le flux magnétique, car la fréquence de collisions électron-neutre est plus faible que la fréquence cyclotron électronique. A l'inverse, la fréquence de collisions ion-neutre est plus élevée que la fréquence cyclotron ionique et la dynamique des ions est contrôlée par le fluide neutre. Il y a donc possibilité d'un mouvement différentiel entre les ions et les électrons et des courants électriques peuvent exister. En conséquence, cette couche que l'on appelle *la région dynamo ionosphérique*, possède une conductivité horizontale, qui permet de fermer les courants engendrés dans la magnétosphère. Les trois grandes régions du vent solaire, de la magnétosphère et de l'ionosphère ont donc des propriétés de plasma et de champ magnétique très différentes ; cependant, elles sont intimement liées par la continuité des champs et des courants électriques.

C'est le vent solaire qui en agissant de manière directe et indirecte sur l'état du système magnétosphère-ionosphère, est responsable des processus dynamiques et de la génération des courants électriques qui circulent dans la magnétosphère externe et l'ionosphère de haute latitude. Cette thèse a pour but d'essayer de comprendre comment le système magnétosphère-ionosphère réagit à ces interactions avec le vent solaire, à l'aide des mesures conjointes de divers instruments. La première partie de cette thèse est consacrée à une revue des processus d'interaction entre le vent solaire et le système magnétosphère-ionosphère, à l'aide d'observations et de modèles. Elle comporte trois chapitres, le premier consacré à une description globale du milieu étudié, le deuxième consacré aux interactions transitoires et de moyenne échelle. L'étude de ces interactions à grande ou à moyenne échelle, nécessite des mesures simultanées dans le vent solaire, la magnétosphère et l'ionosphère. Le troisième chapitre présente donc les différents paramètres que l'on peut mesurer dans ces trois régions et les instruments utilisés pour les obtenir. L'accent est mis sur les différentes résolutions spatiales et temporelles de ces instruments et la complexité de mettre en commun ces différents types de données. Une place importante est réservée au sondage ionosphérique par radars HF, avec une présentation complète des caractéristiques des radars du réseau SuperDARN, qui sont des instruments récurrents dans les travaux présentés dans cette thèse. Les seconde et troisième parties de cette thèse sont consacrées aux résultats proprement dits. La seconde partie, comprenant les chapitres 4, 5 et 6, concerne les réponses dynamiques du système magnétosphère-ionosphère du côté jour, à divers stimuli du vent solaire. Les quatrième et cinquième chapitres présentent les réponses de la magnétosphère à différentes échelles spatiale et temporelle, lors de variations du champ magnétique interplanétaire et le sixième chapitre présente la réponse de la magnétosphère, à des impulsions de la pression du vent solaire. La troisième partie, comprenant les chapitres 7 et 8, est consacrée à l'étude de l'électrodynamique de structures aurorales de moyenne échelle, du côté jour et du côté nuit. Dans le septième chapitre, le système de courants parallèles associés à un tube de flux magnétosphérique reconnecté avec le champ magnétique interplanétaire du côté jour est décrite, ainsi que leur fermeture dans l'ionosphère. Cette étude de cas est suivie par une présentation, à l'aide d'exemples, des perspectives de travail possibles concernant l'électrodynamique de ce type de structures de moyenne échelle. Enfin le huitième chapitre concerne l'étude et la modélisation de l'électrodynamique d'un arc auroral côté nuit.

## **- Partie I -**

### **Structures aurorales et moyens d'étude expérimentale**

Le couplage entre la magnétosphère et l'ionosphère est en grande partie assurée par des processus affectant des tubes de flux de petite ou moyenne échelle spatiale et temporelle. L'ionosphère au pied de ces tubes est le siège de précipitations de particules, d'émissions aurorales et d'intensifications de la vitesse de convection ionosphérique. Pour clarifier les mécanismes responsables du couplage du système magnétosphère-ionosphère à travers ces tubes de flux, il faut tout d'abord expliciter les processus globaux qui régissent le système. Ensuite, il est possible d'étudier les propriétés et les mécanismes de formations des différents types de structures aurorales de moyenne échelle. C'est ce que nous développons successivement dans les chapitres 1 et 2.

Grâce à de nombreux moyens expérimentaux, tels que les satellites, les radars et les magnétomètres au sol, il est possible de sonder les diverses régions du vent solaire, de la magnétosphère et de l'ionosphère. L'analyse conjointe des données provenant de plusieurs de ces instruments, lors de conjonctions, permet d'étudier avec précision les mécanismes de couplage entre ces trois régions. Nous décrirons ces moyens expérimentaux dans le chapitre 3.



- 1 -

## Le système magnétosphère-ionosphère à l'échelle globale

### 1.1 Topologie de la magnétosphère

Les différentes régions de la magnétosphère sont caractérisées par le plasma qu'elles contiennent et par la configuration du champ, en particulier la nature ouverte ou fermée des lignes de champ magnétique. Toutes les grandes régions de plasma de la magnétosphère possèdent leur projection dans l'ionosphère. Plusieurs classifications ont été proposées (Vasyliunas, 1979 ; Eastman *et al.*, 1984 ; Siscoe, 1991) qui diffèrent parfois entre elles par la nature des paramètres sur lesquels elles sont basées (champs magnétiques, courants, caractéristiques du plasma). La non-stationnarité de la magnétosphère en complique encore la description. La classification présentée ci-dessous est inspirée de celle réalisée par Eastman *et al.* (1984) et est montrée sur la figure 1.1.

#### 1.1.1 Les grandes régions de la magnétosphère

A partir des années 60, les mesures in-situ des satellites en orbite autour de la Terre à diverses altitudes, ont permis d'identifier statistiquement les différentes régions magnétosphériques grâce aux propriétés des populations de particules mesurées. Une représentation schématique des différentes régions de la magnétosphère est présentée sur la figure 1.1. Les régions sont décrites dans cette partie depuis la Terre vers l'extérieur de la magnétosphère.

Sur les lignes de champ fermées de la magnétosphère interne, entre 1000 et 40000 km d'altitude, deux populations coexistent : une population froide constituant la *plasmasphère* et une population chaude constituant les *ceintures de radiations*.



- La plasmasphère est constituée de plasma froid ( $\sim 1\text{eV}$ ) et dense ( $\sim 10^3\text{ cm}^{-3}$ ), provenant de l'échappement du plasma ionosphérique. Il est structuré le long du champ magnétique et est en co-rotation avec la Terre.
- Les ceintures de radiations sont constituées de particules énergétiques piégées dans le champ magnétique terrestre. Elles se décomposent en deux sous-régions. *Les ceintures de radiation internes* sont constituées de particules à très haute énergie (de quelques dizaines de keV à quelques MeV). Ces particules sont piégées dans cette région durant parfois plusieurs mois. *Les ceintures de radiations externes* (30000 – 40000 km) sont constituées de particules d'énergie plus faible (quelques keV) que celle de la ceinture interne. Ces particules sont directement injectées depuis la queue magnétique et constituent *le courant annulaire*<sup>1</sup> sur lequel nous reviendrons.

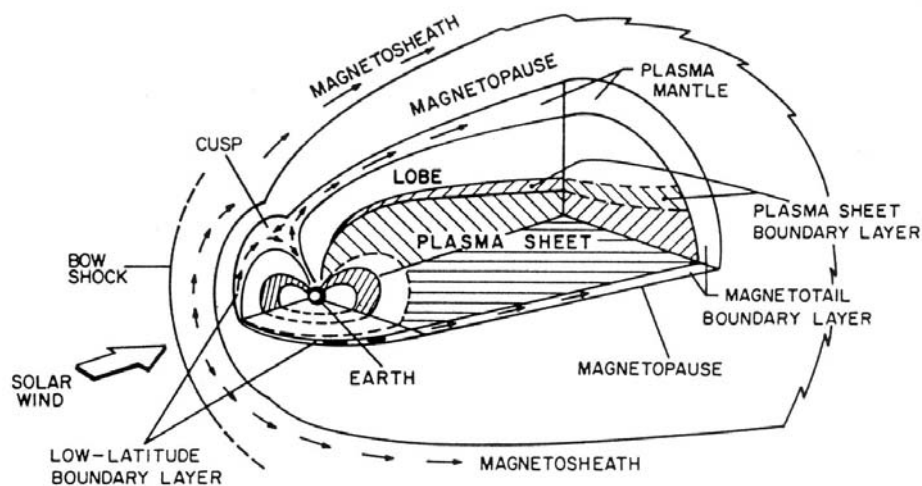


Fig. 1.1 : Vue en 3-D et en coupe de la magnétosphère, montrant la topologie du champ magnétique, les grandes régions de plasma et les couches frontières. Le Soleil est situé à gauche de la figure (d'après Eastman et al., 1984).

Du côté nuit, dans la queue de la magnétosphère à partir du plan équatorial, on distingue :

- *le feuillet central de plasma* (CPS<sup>2</sup>), constitué de plasma chaud, de densité comprise entre 0,1 et 1  $\text{cm}^{-3}$  et d'énergie de 1 à 10 keV. Il est situé dans la queue sur des lignes de champ fermées et très étirées du côté nuit. Du fait de la dérive en longitude, on observe la présence de

<sup>1</sup> Angl. Ring Current

<sup>2</sup> Angl. Central Plasma Sheet

plasma provenant de la CPS du côté jour (voir figure 1.2).

- La CPS a pour limites supérieure et inférieure, *la couche limite du feuillet de plasma* (PSBL<sup>3</sup>) d'une densité légèrement plus faible. La PSBL est beaucoup plus structurée que la CPS puisqu'elle est constituée de faisceaux d'ions parallèles et anti-parallèles au champ magnétique. Elle est située à la frontière entre les lignes de champ ouvertes et fermées.

- *Les lobes de la queue* sont constitués de plasma plus froid et de très faible densité (inférieure à  $0,1 \text{ cm}^{-3}$ ), essentiellement alimentés par des échappements ionosphériques de particules. Ils sont situés sur des lignes de champ ouvertes. A l'interface entre les lobes nord et sud de la queue, *la nappe de courant centrale*<sup>4</sup>, s'écoule dans le sens matin-soir.

Les couches limites de la magnétosphère comprennent *la couche limite basse latitude* (LLBL<sup>5</sup>) (Haerendel et al., 1978) et *le manteau*<sup>6</sup> (Rosenbauer et al., 1975), séparés par *les cornets polaires de haute altitude*<sup>7</sup> (Paschmann et al., 1976).

- Le cornet polaire sépare les lignes de champ fermées du côté jour des lignes de champ ouvertes étirées dans la direction antisolaire. Sa partie « haute altitude » (qui correspond aux points de champ nuls d'un modèle de magnétosphère fermée) constitue une zone de champ magnétique faible, ouverte sur la magnétogaine, et dont le plasma est très largement similaire (Newell et Meng, 1988). L'écoulement y est désordonné et turbulent. Les densités dans le cornet polaire s'échelonnent entre  $10$  et  $100 \text{ cm}^{-3}$ .

- La LLBL s'étend du côté jour et sur les flancs juste à l'intérieur de la magnétopause. Elle est située, au moins en partie, sur des lignes de champ fermées. Le plasma y est composé d'un mélange des plasmas chauds provenant de la magnétosphère et de la magnétogaine. Les densités sont plus faibles ( $1$  à  $10 \text{ cm}^{-3}$ ) que dans les cornets polaires, mais l'énergie moyenne des particules est plus élevée et les flux sont plus structurés (Aparicio et al., 1991).

- Enfin, le manteau couvre les frontières de la magnétosphère en dehors du voisinage du plan équatorial, au niveau des lignes de champ ouvertes côté nuit. Il est constitué de plasma

---

3 *Angl.* Plasma Sheet Boundary layer

4 *Angl.* Central Current sheet

5 *Angl.* Low Latitude Boundary Layer

6 *Angl.* Mantle

7 *Angl.* High-altitude Polar Cusp

provenant de la magnétogaine, entré depuis le cornet polaire et convecté vers la queue. La densité y est plus faible que dans le cornet polaire ( $0,01$  à  $10 \text{ cm}^{-3}$ ).

### 1.1.2 La projection ionosphérique des régions de la magnétosphère

Le plasma magnétosphérique est sans collision et en dehors des diverses dérives, le centre guide des particules est lié à la ligne de champ magnétique (équipotentielle à grande échelle). Ces lignes de champ possèdent une projection ionosphérique dans un hémisphère si elles sont ouvertes et dans chaque hémisphère si elles sont fermées. Par conséquent, toutes les régions magnétosphériques possèdent leur projection dans l'ionosphère. *Newell et Meng* (1992) ont analysé les précipitations de particules dans l'ionosphère, à partir des données des satellites DMSP (*Defense Meteorological Satellite Program*). La figure 1.2 présente les résultats statistiques dans l'hémisphère nord côté jour, sous la forme d'un diagramme polaire en fonction de la latitude magnétique (MLAT) et du temps magnétique local (MLT). La projection ionosphérique respecte la topologie des régions magnétosphériques. Cependant il faut noter que les régions les plus externes de la magnétosphère se projettent au centre du diagramme.

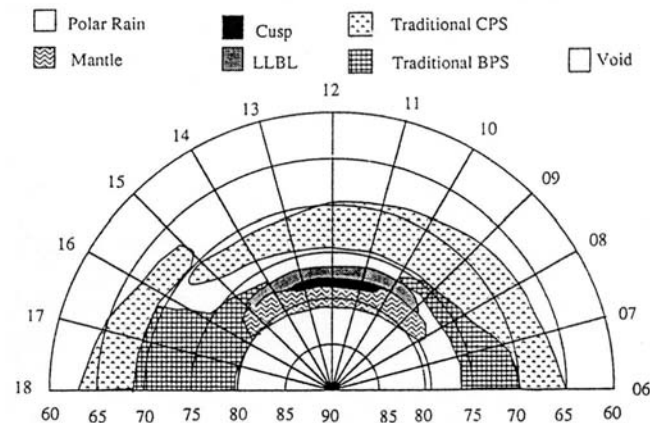


Fig. 1.2 : Distribution statistique en coordonnées magnétiques des régions de précipitation de particules dans l'ionosphère, réalisée à partir des observations DMSP (d'après *Newell et Meng*, 1992).

Depuis les basses latitudes, on rencontre d'abord une région de précipitation plus ou moins annulaire correspondant à la projection de la CPS. Adjacente à cette région et sur les côtés matin et soir, se trouve la projection de la PSBL et de la partie externe de la CPS (région

appelée BPS<sup>8</sup>). La *fente polaire*<sup>9</sup>, projection de la LLBL, s'étend entre 0900 et 1500 MLT. La projection du *cornet polaire* est située juste sur le bord polaire de la fente et a une extension longitudinale plus réduite entre 1100 et 1300 MLT. Enfin *le manteau* se projette à plus haute latitude avec la même extension en MLT que la fente polaire. La projection ionosphérique de toutes ces régions en forme de demi-anneau autour du pôle magnétique (figure 1.2) est le siège de précipitations. La projection des régions magnétosphériques externes du côté nuit complète cet anneau de précipitation, appelé *ovale auroral*. C'est au niveau de l'ovale auroral que se situe la frontière entre les lignes de champ magnétique fermées à basse latitude et ouvertes à hautes latitudes. A l'intérieur de l'ovale auroral, la région de lignes de champ ouvertes porte le nom de *calotte polaire*. Elle est connectée au lobe et par conséquent reçoit peu de particules, phénomène qui porte le nom de *pluie polaire*<sup>10</sup>.

## 1.2. Convection dans le système magnétosphère-ionosphère

L'interaction du vent solaire avec le système magnétosphère-ionosphère se traduit par un transfert permanent de quantité de mouvement du vent solaire vers la magnétosphère par deux mécanismes présentés dans ce paragraphe. Ce transfert est responsable de la convection à grande échelle du plasma magnétosphérique. A cause de l'équipotentialité des lignes de champ magnétique, le mouvement du plasma ionosphérique reflète le mouvement du plasma magnétosphérique auquel il est magnétiquement connecté. Des modèles empiriques de la convection ionosphérique en fonction des composantes  $B_y$  et  $B_z$  du champ magnétique interplanétaire, ont été déduits de mesures radar par *Ruohoniemi et Baker* (1998) et de mesures satellites par *Heppner et Maynard* (1987) et *Weimer* (1995).

### 1.2.1 Concept de magnétosphère fermée

Dans un modèle de magnétosphère parfaitement isolée du vent solaire (*Axford et Hines*, 1961), un transfert de plasma et donc de quantité de mouvement peut avoir lieu depuis la magnétogaine vers la magnétosphère par diffusion à travers la magnétopause. Ce mécanisme est assimilable à une interaction visqueuse entre le plasma du vent solaire s'écoulant tout autour de la magnétosphère et la région juste à l'intérieur de la magnétopause (LLBL et

---

<sup>8</sup> *Angl.* Boundary Plasma Sheet

<sup>9</sup> *Angl.* Polar Cleft

<sup>10</sup> *Angl.* Polar Rain

manteau). Il entraîne le plasma magnétosphérique (et donc le plasma ionosphérique magnétiquement connecté) dans la direction anti-solaire sur les lignes de champ magnétosphériques les plus externes (correspondant dans l'ionosphère aux plus hautes latitudes, c'est-à-dire à la calotte polaire). Un écoulement de retour dans la direction solaire est engendré sur les lignes de champ magnétosphériques les plus internes (correspondant dans l'ionosphère à des latitudes plus basses, au niveau de l'ovale auroral). Deux cellules de convection symétriques par rapport à l'axe midi-minuit sont ainsi créées dans le plan équatorial de la magnétosphère, ainsi que dans les zones aurorales et polaires de l'ionosphère. La convection solaire du plasma magnétosphérique équivaut à un champ électrique dit de convection, dirigé du matin vers le soir dans le plan équatorial. La différence de potentiel associée à ce champ électrique est faible entre 10 et 30 kV. Les valeurs de potentiel déterminées expérimentalement, peuvent être jusqu'à 5 fois plus élevées. La viscosité n'est donc pas le seul processus responsable de la convection magnétosphérique.

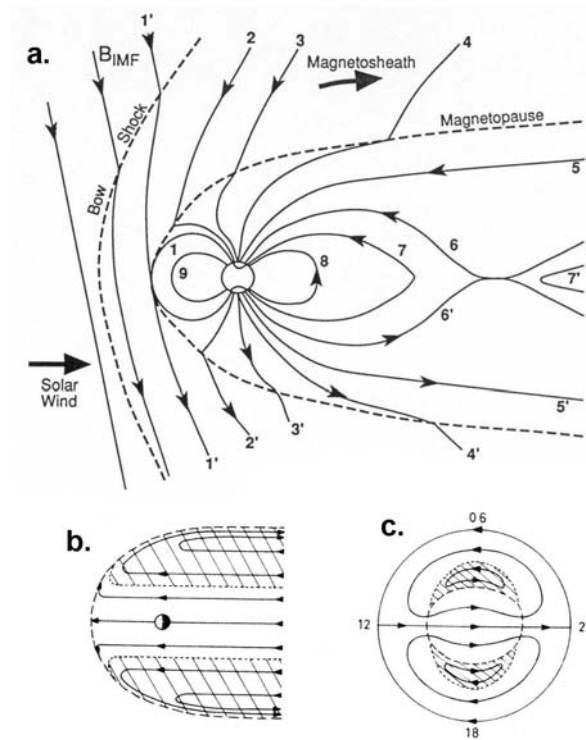


Fig. 1.3 : Evolution temporelle de la topologie des lignes de champ interplanétaire et terrestre et convection du plasma engendrée par la reconnexion magnétique dans le cas d'un IMF sud, à l'intérieur (a) de la magnétosphère, dans le plan méridien (d'après Kivelson et Russel, 1995, chap. 9), (b) et (c) de la magnétosphère dans le plan équatorial et de l'ionosphère (d'après Cowley, 1982). Le Soleil est situé à gauche de la figure.

### 1.2.2 Concept de magnétosphère ouverte

En 1961 également, *Dungey* évoque la possibilité d'une reconnexion entre les lignes de champ magnétique terrestre et interplanétaire, lorsqu'elles sont anti-parallèles. Ce processus de formation de nouvelles lignes de champ implique la rupture locale, au voisinage du point de reconnexion, du concept de champ gelé dans le plasma. La reconnexion entre les lignes de champ magnétique terrestre et interplanétaire permet un transfert aisé le long des lignes de champ magnétique, de plasma, d'énergie et de quantité de mouvement de la magnétogaine vers la magnétosphère, à travers les régions frontières (*Eastman et al.*, 1984).

Dans le cas le plus simple de champs purement anti-parallèles, c'est-à-dire dans le cas où le champ magnétique interplanétaire (IMF<sup>11</sup>) est dirigé vers le sud ( $B_z < 0$ ), le processus de reconnexion est présentée sur la figure 1.3-a, dans le plan méridien de la magnétosphère. Les lignes de champ terrestre (1) et interplanétaire (1') se reconnectent sur la face avant de la magnétopause et forment dans chaque hémisphère, de nouvelles lignes dont une extrémité est connectée à la Terre et l'autre est ouverte dans le milieu interplanétaire (2 et 2'). Les lignes de champs nouvellement reconnectées sont fortement courbées et la tension magnétique qui tend à les redresser domine dans les premiers instants après la reconnexion. Ces lignes de champ ouvertes sont donc entraînées dans la direction anti-solaire sous l'action simultanée de la tension magnétique au voisinage du point de reconnexion et de l'écoulement du vent solaire (Séquence 2-5 et 2'-5'). Elles sont étirées jusque dans la queue lointaine (éventuellement jusqu'à plusieurs centaines de rayons terrestres) où s'effectue une reconnexion inverse entre des lignes de champ ouvertes provenant des deux hémisphère (6 et 6'). Il se reforme alors d'un côté des lignes de champ terrestre fermées, sur lesquelles la tension magnétique crée une convection solaire vers la Terre (séquence 7-9) et de l'autre des lignes de champ interplanétaire (7') dégagées de l'obstacle magnétique terrestre et s'éloignant dans le milieu interplanétaire. Sur les lignes de champ ouvertes, la convection est donc dans la direction anti-solaire et se projette dans la calotte polaire (figure 1.3-c) ; elle correspond à un champ électrique dirigé du matin vers le soir dans la magnétosphère et l'ionosphère. La convection de retour dans la direction solaire sur les lignes de champ fermées se projette à plus basse latitude, de part et d'autre de la calotte polaire, au niveau des zones aurorales et subaurorales. Elle correspond à un champ électrique dirigé du soir vers le matin dans l'ionosphère, mais dirigé du matin vers le soir dans le plan équatorial de la magnétosphère du fait du retournement de la direction du

---

11 *Angl.* Interplanetary Magnetic Field

champ magnétique entre l'ionosphère et le plan équatorial (Lyons et Williams, 1984) (figure 1.3-b et 1.3-c). La convection ionosphérique résultant de cette reconnexion forme deux cellules symétriques par rapport à l'axe midi-minuit (figure 1.4-b).

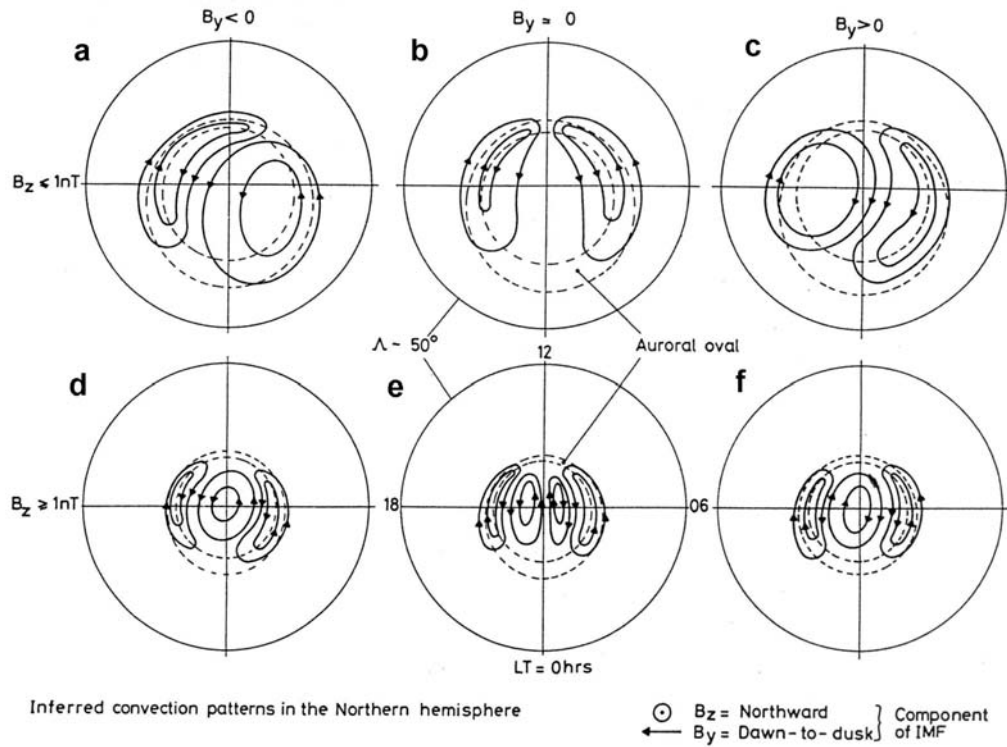


Fig. 1.4 : Schémas en coordonnées magnétiques de la convection ionosphérique à haute latitude, en fonction de la direction de l'IMF, dans l'hémisphère nord (d'après Cowley et Lockwood, 1992).

La région autour de 1200 MLT correspond à l'entrée du plasma dans la calotte polaire entre les deux cellules de convection, c'est-à-dire à la projection dans l'ionosphère du cornet polaire. Ces cellules ont les mêmes caractéristiques que dans l'hypothèse visqueuse, mais leur processus de formation est différent. La différence de potentiel associée au champ électrique matin-soir de reconnexion est aussi beaucoup plus grande que dans le cas de l'hypothèse visqueuse et peut atteindre plus de 100 kV. La région où les lignes de champ magnétosphérique et interplanétaire sont antiparallèles forme une ligne de reconnexion sur la magnétopause, encore appelée ligne neutre, qui se projette côté jour dans l'ionosphère, autour de 1200 MLT. La calotte polaire est supposée adiaroïque (Siscoe et Huang, 1985) c'est-à-dire qu'elle est considérée comme étanche, excepté au voisinage de midi et minuit. Dans le cas d'une reconnexion stationnaire du côté jour et du côté nuit, la convection à grande échelle est

elle-même stationnaire, l'entrée de flux ouvert par reconnexion du côté jour s'accompagnant d'une destruction de la même quantité de flux ouvert du côté nuit, par reconnexion dans la queue. La taille de la calotte polaire est alors constante.

Dans le cas où l'IMF est dirigé vers le nord ( $B_z > 0$ ), la reconnexion ne peut s'effectuer qu'à très haute latitude au niveau des lobes, là où les lignes de champ magnétique terrestre sont anti-parallèles au champ interplanétaire (Maezawa, 1976 ; Burke et al., 1979). La reconnexion engendre de nouvelles lignes de champ ouvertes sur le milieu interplanétaire. Elles sont dans un premier temps entraînées dans la direction solaire par la tension magnétique au point de reconnexion, puis elles sont entraînées dans la direction anti-solaire par l'écoulement du vent solaire. La convection ionosphérique s'organise en deux cellules dites de reconnexion dans les lobes, de sens de circulation opposé à celui des cellules observées en  $B_z$  sud, avec une convection solaire aux plus hautes latitudes et une convection anti-solaire aux plus basses latitudes (Maezawa, 1976 ; Reiff et Burch, 1985 ; Huang et al., 2000). Ces deux cellules coexistent avec deux cellules de circulation opposée créées par viscosité (exactement comme dans le modèle de magnétosphère fermée) et situées de chaque côté, dans les zones aurorales (figure 1.4-e). Dans l'ionosphère, la ligne de reconnexion se projette côté jour autour de 1200 MLT, mais plus haut en latitude que dans le cas  $B_z$  négatif. Le taux de reconnexion est plus faible que lorsque  $B_z$  est négatif et la différence de potentiel matin-soir est également inférieure. La calotte polaire adiaroïque se contracte. Le système de 4 cellules de convection est observé à plus haute latitude et les cellules sont de taille plus petite (Fairfield et Cahill, 1966 ; Heppner, 1972).

*Effet de la composante  $B_y$  sur la convection* - La reconnexion peut exister même lorsque les champs terrestre et interplanétaire ne sont pas strictement anti-parallèles (Berchem et Russel, 1984 ; Moore et al., 2002). La composante est-ouest  $B_y$  du champ interplanétaire est la source principale de rupture de la symétrie matin-soir de la convection magnétosphérique (Crooker, 1979 ; Potemra et al., 1984 ; Heelis, 1984 ; Reiff et Burch, 1985 ; Heppner et Maynard, 1987). Lorsque la composante  $B_y$  du champ interplanétaire est non nulle, la tension magnétique au point de reconnexion, possède alors une composante matin-soir qui modifie la direction d'écoulement du plasma magnétosphérique et ionosphérique. La figure 1.5 montre l'influence de  $B_y$  sur la direction de cette tension. Dans le cas où  $B_z$  est négatif, quand  $B_y$  est positif, c'est-à-dire dirigé vers le soir, la tension magnétique tire les lignes de champ nouvellement reconnectées au niveau de la magnétopause et aussi dans l'ionosphère, vers le matin dans



l'hémisphère nord et vers le soir dans l'hémisphère sud (figure 1.5-a). Quand  $B_y$  est négatif, c'est l'inverse (figure 1.5-b).

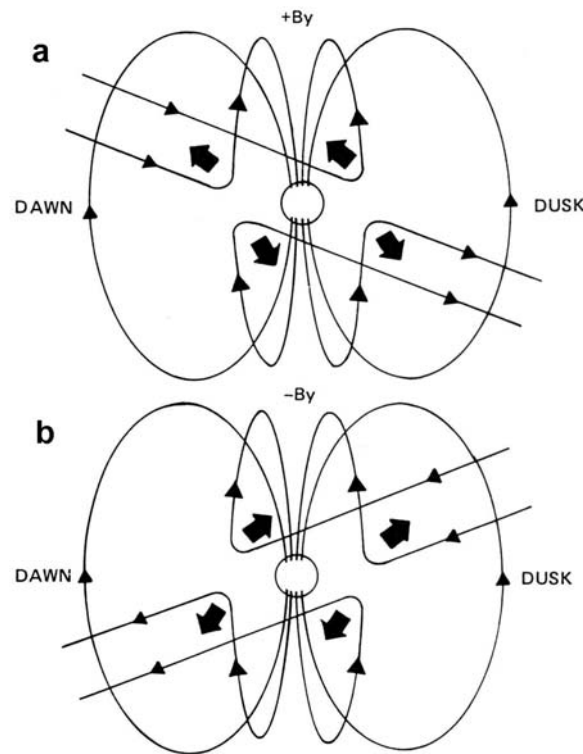


Fig. 1.5 : Vue de la magnétosphère depuis le Soleil, montrant l'influence de la composante  $B_y$  de l'IMF sur la tension magnétique à la magnétopause, dans le cas de reconnexion avec  $B_z$  négatif. La tension magnétique est matérialisée par les flèches épaisses (d'après Kivelson et Russel, 1995, chap. 9).

Dans l'ionosphère, un déplacement de la projection de la ligne de reconnexion est également observé. La ligne de reconnexion étant à cheval sur les deux cellules de convection, une déformation des cellules en résulte (Heelis, 1984 ; Reiff et Burch, 1985 ; Heppner et Maynard, 1987 ; Cowley *et al.*, 1991). Dans l'hémisphère nord, lorsque  $B_y$  est positif, la ligne de reconnexion est déplacée vers le soir. La cellule matin est réduite et prend une forme de croissant, tandis que la cellule soir devient ronde et s'étend dans toute la calotte polaire (figure 1.4-c). Lorsque  $B_y$  est négatif, la ligne de reconnexion est déplacée vers le matin. La cellule soir est en forme de croissant et la cellule matin plus ronde, s'étend dans la calotte polaire (figure 1.4-a). Dans le cas où  $B_z$  est positif, mais  $B_y$  dominant, l'influence de la tension magnétique existe également. Une des deux cellules de reconnexion dans les lobes tend à disparaître ou devient très petite. L'entrée du plasma dans la calotte polaire au niveau de la

cellule de reconnexion dominante a lieu du côté matin lorsque  $B_y$  est positif et du côté soir lorsque  $B_y$  est négatif (Reiff et Burch, 1985 ; Heelis et al., 1986 ; Cowley et Lockwood, 1992). La circulation du plasma dans cette cellule est alors dans le même sens que celui de la cellule ronde lorsque  $B_z$  est négatif (figure 1.4-d et -f). Les deux cellules visqueuses continuent à coexister à plus basse latitude.

*Effet de la composante  $B_x$  sur la convection* - Le rôle de la composante  $B_x$  du champ interplanétaire dans la reconnexion est mal connu. Cependant, il est probable qu'elle va privilégier la reconnexion dans l'un des deux hémisphères, en fonction de son signe. Ainsi, si  $B_x$  est positif et  $B_z$  négatif, la ligne de champ est inclinée vers l'hémisphère nord, qu'elle va donc atteindre en premier, y favorisant la reconnexion (Heelis, 1984). Ensuite, la ligne de champ se drape le long de la magnétopause entraînant éventuellement une reconnexion plus tardive dans l'autre hémisphère.

Les modèles de convection présentés dans cette partie sont basés sur l'hypothèse d'une reconnexion stationnaire. En réalité, les observations effectuées au cours des 30 dernières années ont montré que la reconnexion est souvent intermittente, même en l'absence de variation prononcée des composantes de l'IMF. Nous verrons dans la partie 2.1, l'effet des variations temporelles de la reconnexion du côté jour, sur l'état de la calotte polaire et sur la convection du système magnétosphère-ionosphère.

## 1.3 Electrodynamique du système magnétosphère-ionosphère

La convection magnétosphérique est un des aspects de l'interaction du vent solaire avec la magnétosphère. Un second aspect est le contrôle des courants électriques. La pression cinétique du vent solaire comprimant la magnétosphère ou la reconnexion entre les lignes de champ magnétique terrestre et interplanétaire engendrent des champs électriques ou des gradients de pression, responsables de ces courants électriques. Le conducteur ionosphérique permet la fermeture du système de courants créés dans la magnétosphère.

### 1.3.1 Sources de courants magnétosphériques

Ainsi que nous l'avons déjà noté, le plasma de la magnétosphère est sans collision. La conductivité perpendiculaire au champ magnétique est nulle et la conductivité parallèle est infinie. Dans ces conditions (magnétohydrodynamique parfaite), la loi d'Ohm généralisée se

réduit à une forme particulièrement simple :

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = 0 \quad (1.1)$$

où  $\mathbf{V}$  représente la vitesse d'ensemble du plasma,  $\mathbf{E}$  le champ électrique,  $\mathbf{B}$  le champ magnétique. L'équation du mouvement pour un fluide unique donne :

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \rho \nu \nabla^2 \mathbf{V} \quad (1.2)$$

où  $p$  représente la pression (supposée isotrope),  $\mathbf{J}$  la densité de courant,  $\rho$  la masse volumique du plasma,  $\nu$  le coefficient de viscosité et  $\frac{d}{dt}$  la dérivée totale (somme de la dérivée temporelle et du terme convectif). Les forces gravitationnelles ont été négligées dans cette équation. En prenant le produit vectoriel par  $\mathbf{B}$  de l'équation du mouvement, on met en évidence les contributions respectives de l'inertie, des gradients de pression et de la viscosité, aux courants magnétosphériques perpendiculaires au champ magnétique :

$$\mathbf{J}_\perp = \frac{1}{B^2} \left( \rho \mathbf{B} \times \frac{d\mathbf{V}}{dt} + \mathbf{B} \times \nabla p - \rho \nu (\mathbf{B} \times \nabla^2 \mathbf{V}) \right) \quad (1.3)$$

D'après cette équation, on voit que les courants perpendiculaires ne sont donc pas directement contrôlés par le champ électrique.

Le système des courants magnétosphériques est représenté sur la figure 1.6. La figure 1.6-a (analogue à la figure 1.1) montre la localisation des courants dans les différentes parties de la magnétosphère, tandis que la figure 1.6-b indique de manière schématique la connexion entre les différents courants. Du côté jour, le gradient de pression entre le vent solaire et la magnétosphère engendre sur la magnétopause un courant perpendiculaire circulant du matin vers le soir (2<sup>ème</sup> terme de l'équation). C'est le *courant de Chapman-Ferraro* (Chapman et Ferraro, 1931), dont la modélisation s'appuie sur le modèle de magnétosphère fermée. La réalité microscopique est plus complexe et encore mal comprise. Du côté nuit de la magnétosphère, le *courant de Chapman-Ferraro* se ferme dans la magnétopause côté queue autour des points neutres, en se partageant entre les deux hémisphères et en s'écoulant du soir vers le matin. C'est le *courant de queue de la magnétopause*. Plus loin dans la queue, le courant de magnétopause est alimenté par la *nappe de courant central de la queue* circulant du matin vers le soir, dans le plan séparant les lobes nord et sud de la queue. Le plasma contenu

dans le feuillet de plasma côté nuit est convecté vers la Terre.

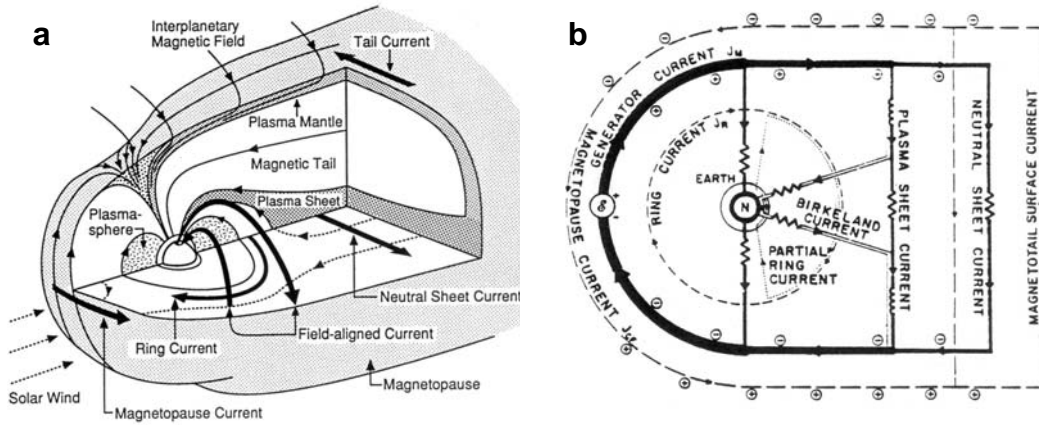


Fig. 1.6 : (a) Coupe de la magnétosphère dans le même format que la figure 1.1. Les grandes régions de plasma et les principaux courants magnétosphériques y sont représentés (d'après Kivelson et Russel, 1995). (b) Géométrie des principaux courants magnétosphériques dans le plan équatorial, créés par l'interaction entre le vent solaire et la magnétosphère (d'après Heikkila, 1978).

Dans la magnétosphère interne, où les lignes de champ prennent une allure dipolaire, le plasma chaud subit les dérives de courbure et de gradient. Les particules positives piégées dans les ceintures de radiations externes dérivent vers l'ouest et les particules négatives vers l'est, perpendiculairement aux lignes de champ magnétiques fermées et quasiment dipolaires à ces altitudes, engendrant un courant circulaire autour de la Terre qui s'écoule vers l'ouest : *le courant annulaire*. Les porteurs de charges sont des particules injectées depuis la queue de la magnétosphère en particulier lors des sous-orages magnétiques. L'intensité de ce courant est plus élevée, d'un facteur 2 à 3, du côté nuit que du côté jour. Cette dissymétrie est due au fait que ce courant diverge partiellement en courants parallèles au champ magnétique (FAC<sup>12</sup>), entre autres sous l'effet de gradients de pression. Le sens de circulation vers l'ouest du courant annulaire implique que les courants alignés entrent dans l'ionosphère côté soir et en sortent côté matin. Cette région de courants alignés porte le nom de *Région-2* (Iijima et Potemra, 1976).

A la différence de potentiel appliquée sur la magnétopause par l'écoulement du vent solaire, correspondent aussi des courants parallèles dans la magnétosphère appelés *courants de Région-*

12 *Angl.* Field-Aligned Current

1 (Iijima et Potemra, 1976). Les gradients de pression et la viscosité s'appliquant à la magnétopause contribuent également, mais plus faiblement à ces courants (Siscoe et al., 1991). Les courants de Région-1 entrent dans l'ionosphère côté matin et en sortent côté soir. La Région-1 de courants est à cheval sur « la frontière entre les lignes de champ ouvertes et fermées » (OCB<sup>13</sup>) et se projette donc dans l'ionosphère à plus haute latitude que la Région-2.

### 1.3.2 Conductivités ionosphériques

L'ionosphère est un milieu anisotrope et résistif du fait des collisions entre les particules chargées et neutres. Les courants ionosphériques sont engendrés par le mouvement différentiel entre les ions et les électrons, du fait de leur différence de masse. Localement, la densité de courant et le champ électrique sont reliés par la loi d'Ohm :

$$\mathbf{J} = \sigma \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}) \quad (1.4)$$

où  $\mathbf{U}$  est la vitesse du vent neutre et  $\sigma$  est le tenseur de conductivité ionosphérique. En négligeant l'action du vent neutre dans l'ionosphère à haute latitude et en décomposant le champ électrique en ses composantes parallèle et perpendiculaire, on obtient :

$$\mathbf{J} = \sigma_{//} \mathbf{E}_{//} + \sigma_P \mathbf{E}_{\perp} + \sigma_H \mathbf{b} \times \mathbf{E}_{\perp} \quad (1.5)$$

où  $\mathbf{b}$  est le vecteur unitaire le long du champ magnétique,  $\sigma_{//}$  est la conductivité parallèle,  $\sigma_P$  est la conductivité perpendiculaire de Pedersen et  $\sigma_H$  est la conductivité perpendiculaire de Hall. Trois types de courants sont donc générés par le champ électrique : les courants alignés avec le champ, les courants de Pedersen s'écoulant perpendiculairement aux lignes de champ magnétique et parallèlement au champ électrique et les courants de Hall s'écoulant perpendiculairement à la fois au champ magnétique et au champ électrique. Dans les régions de haute latitude où le champ magnétique est quasiment vertical, les courants de Hall et Pedersen sont approximativement horizontaux. La conductivité ionosphérique le long des lignes de champ géomagnétique  $\sigma_{//}$  est très supérieure aux conductivités transverses  $\sigma_P$  et  $\sigma_H$ . On peut donc considérer que les champs électriques horizontaux sont indépendants de l'altitude et que le champ électrique vertical  $E_{//}$  est nul.

---

13 *Angl.* Open-closed boundary

En supposant qu'aucun courant ne circule en dessous de l'ionosphère et en intégrant les courants horizontaux sur toute l'épaisseur  $\Delta z$  de la région conductrice (80 à 200 km), on obtient la loi d'Ohm intégrée :

$$\mathbf{J}_{\perp} = \Sigma_P \mathbf{E}_{\perp} + \Sigma_H \mathbf{b} \times \mathbf{E}_{\perp} \quad (1.6)$$

où  $\Sigma_P = \int_{\Delta z} \sigma_P dz$  est la conductivité intégrée (ou conductance) de Pedersen

$\Sigma_H = \int_{\Delta z} \sigma_H dz$  est la conductivité intégrée (ou conductance) de Hall

$\mathbf{J}_{\perp} = \int_{\Delta z} \mathbf{j}_{\perp} dz$  est la densité intégrée de courant horizontal

Cette démarche revient en réalité à considérer l'ionosphère comme une couche infiniment mince et conductrice. Remarquons que l'effet du vent neutre n'est pas toujours négligeable et que son profil vertical n'est pas toujours uniforme, ce qui dans certains cas interdit l'usage des conductivités intégrées. La variation spatiale et temporelle des conductances ionosphériques est due au rayonnement solaire et aux précipitations de particules magnétosphériques, qui ionisent la région E et la basse région F. Les conductances solaires proportionnelles à l'intensité du rayonnement UV lointain du Soleil dépendent principalement de l'angle solaire zénithal. Les conductances dues aux précipitations sont surtout importantes du côté nuit, là où les énergies (quelques keV) sont suffisamment grandes pour que les particules pénètrent profondément dans l'ionosphère et y créent de l'ionisation. Du côté jour, les énergies des particules sont plus faibles (quelques centaines d'eV) et l'ionisation est créée à plus haute altitude, n'affectant que faiblement les conductances. Les fortes conductances et par conséquent les forts courants ionosphériques se distribuent le long de l'ovale auroral, où les précipitations sont les plus intenses. Les maxima de conductance sont de l'ordre de 20 S.

### 1.3.3 Circuit électrique global du système magnétosphère-ionosphère

Puisque nous avons supposé qu'aucun courant ne circule en dessous de l'ionosphère, la continuité du courant total permet d'exprimer la densité de courant parallèle comme la divergence du courant horizontal ionosphérique intégré :

$$J_{//} = \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{J}_{\perp} \quad (1.7)$$

On décompose  $\mathbf{J}_\perp$  en ses composantes Hall et Pedersen, lesquelles s'expriment en fonction des conductances correspondantes :

$$J_{||} = \Sigma_P (\nabla_\perp \cdot \mathbf{E}_\perp) + \mathbf{E}_\perp \cdot \nabla_\perp \Sigma_P + \Sigma_H [\nabla_\perp \cdot (\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{b})] + (\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{b}) \cdot \nabla_\perp \Sigma_H \quad (1.8)$$

Les premier et troisième termes du membre de droite sont proportionnels aux gradients du champ électrique et représentent la contribution magnétosphérique aux courants parallèles, car les champs électriques ont principalement leur source dans la magnétosphère au travers du processus de reconnexion. Les second et quatrième termes dépendant des gradients de conductivité représentent la contribution ionosphérique à ces mêmes courants parallèles. Cependant, ces deux derniers termes sont indirectement liés aux processus magnétosphériques au travers des précipitations de particules. La relation (1.8) montre explicitement que les courants parallèles sont intimement liés aux variations spatiales du champ électrique et des conductivités ionosphériques. Le troisième terme de cette expression est généralement suffisamment petit pour être négligeable, car dans l'ionosphère à haute latitude, le champ électrique est principalement nord-sud (excepté au niveau des points d'entrée et de sortie du plasma dans la calotte polaire) et les gradients de champ électrique nord-sud sont également plus importants que les gradients est-ouest.

*Distribution globale des champs électriques et courants ionosphériques* - L'entraînement des lignes de champ ouvertes par le vent solaire dans la direction anti-solaire se traduit au niveau de l'ionosphère par un champ électrique dans le sens matin-soir dans la calotte polaire et les convections de retour à plus basse latitude, côtés matin et soir de la calotte polaire, sont équivalents à des champs électriques dans le sens soir-matin. Ces champs électriques engendrent dans l'ionosphère des courants de Pedersen et de Hall qui assurent la fermeture du courant parallèle entre les nappes de Régions-1 et -2 (équation 1.8). L'organisation des champs électriques et des courants parallèles et perpendiculaires dans l'ionosphère est présentée sur la figure 1.7-a, schématisant une coupe de la calotte polaire suivant l'axe matin-soir depuis la queue. Le courant de Pedersen matin-soir dans la calotte polaire sert de fermeture partielle des courants parallèles de Région-1 descendant côté matin et montant côté soir. Un courant de Pedersen côté soir ferme le courant descendant de Région-2 avec une partie du courant montant de Région-1, de même qu'un courant de Pedersen côté matin, ferme une partie du courant descendant de Région-1 avec le courant montant de Région-2. Au niveau de l'ovale auroral, à la frontière entre les Régions-1 et -2, des courants ionosphériques de Hall circulent

dans la direction anti-solaire, perpendiculairement au champ électrique, constituant les *électrojets auroraux*. Ils sont engendrés autour de 1200 MLT et alimentés par les FACs descendants. L'électrojet Ouest s'écoule dans le secteur matin, vers minuit. Il s'étend jusqu'à dans le secteur de pré-minuit sur le bord polaire de l'ovale auroral, où il diverge en un FAC montant. L'électrojet Est s'écoule dans le secteur après-midi et se termine dans la région de pré-minuit, sur le bord équatorial de l'ovale auroral où il diverge également en un FAC montant (Baumjohann et Treumann, 1996). La région de recouvrement des deux électrojets auroraux dans le secteur de minuit, s'appelle la *discontinuité de Harang*. Elle correspond à la frontière entre les deux cellules de convection en période de  $B_z$  négatif. Les électrojets sont les courants prédominants aux latitudes aurorales puisqu'ils transportent un courant total d'environ  $10^6$  A (voir la revue sur les courants ionosphériques de Untiedt et Baumjohann, 1993 et les références citées dedans).

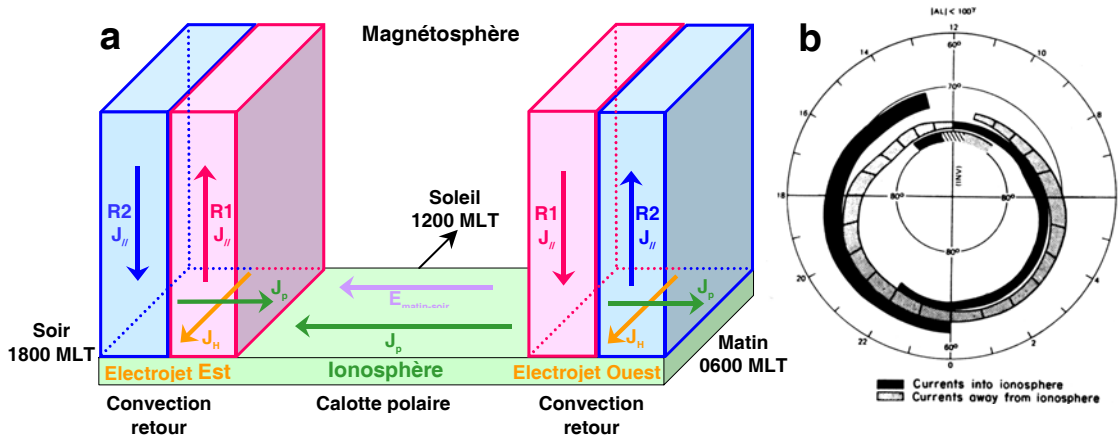


Fig. 1.7 : (a) Coupe suivant l'axe matin-soir MLT de l'ionosphère à haute latitude, montrant la fermeture dans l'ionosphère des courants alignés avec le champ. Le Soleil est situé en arrière de la figure. (b) Distribution statistique en coordonnées magnétiques des régions de courants alignés avec le champ. Les régions en noirs correspondent aux courants descendants et les régions grisées correspondent aux courants montants (d'après Iijima et Potemra, 1976). Le Soleil est situé en haut de la figure.

*Distribution des courants parallèles* - Iijima et Potemra (1976) ont analysé la distribution des perturbations magnétiques causées par les courants parallèles, à partir des données du satellite TRIAD. La figure 1.7-b présente les résultats statistiques correspondants dans l'hémisphère nord. Lorsque  $B_z$  est négatif, les Régions-1 et -2 de courants alignés s'organisent en deux cercles concentriques au niveau de l'ovale auroral. Autour de 0000 MLT, des courants parallèles n'apparaissent qu'en période de sous-orages magnétosphériques et disparaissent



complètement en période géomagnétique calme. La distribution statistique des courants parallèles de *Iijima et Potemra* (1976) est donc biaisée autour de 0000 MLT et ne fait ressortir que les courants parallèles dus à la rupture du courant de queue lors du déclenchement des sous-orages. Elle se présente sous la forme d'un chevauchement des Régions-1 matin et -2 soir pour former trois nappes. Nous reviendrons sur les circuits de sous-orage à la fin de ce paragraphe.

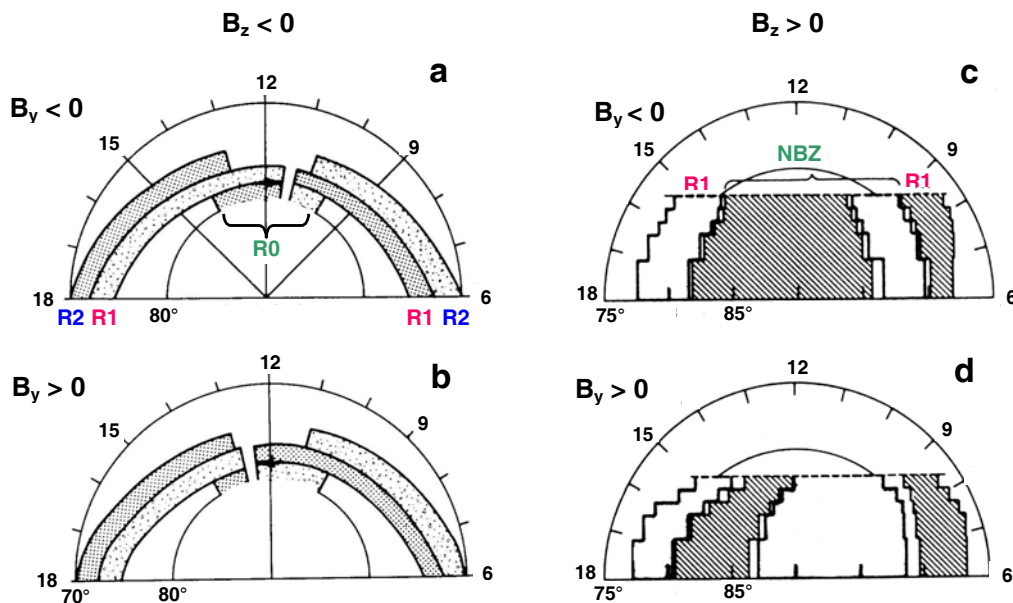


Fig. 1.8 : Distribution statistique en coordonnées magnétiques des régions de courants alignés avec le champ du côté jour, en fonction de la direction de l'IMF et dans l'hémisphère nord. A gauche de la figure pour  $B_z$  négatif et (a) pour  $B_y$  négatif et (b) pour  $B_y$  positif (d'après *Erlandson et al.*, 1988). A droite de la figure pour  $B_z$  positif et (c) pour  $B_y$  négatif et (d) pour  $B_y$  positif (d'après *Iijima et al.*, 1984). Les régions sombres correspondent aux courants descendants et les régions claires correspondent aux courants montants.

Autour de 1200 MLT, la distribution des courants parallèles devient plus complexe, la Région-1 y est moins intense et la Région-2 disparaît. Une région de courants limitée entre 1000 et 1400 MLT, apparaît juste sur le bord polaire de la Région-1. Ce sont les *courants de Région-0* ou *courants de manteau* du nom de la région magnétosphérique à laquelle ils sont connectés (*Erlandson et al.*, 1988 ; *Bythrow et al.*, 1988). De part et d'autre de l'axe midi-minuit MLT, les courants de Région-0 sont connectés aux courants de Région-1 de sens opposés par des courants de Pedersen. La Région-0 se dissymétrise lorsque  $B_y$  est fort. Dans l'hémisphère nord, lorsque  $B_y$  est négatif, sous l'action de la tension magnétique, les courants descendant de

Région-0 et montant de Région-1 situés du côté soir deviennent prédominants, empiétant du côté matin (figure 1.8-a). Inversement, lorsque  $B_y$  est positif, les courants montant de Région-0 et descendant de Région-1 situés du côté matin deviennent prédominants empiétant du côté soir (figure 1.8-b). Les mécanismes de formation de la Région-0 sont encore mal compris et en particulier, l'existence éventuelle d'un lien entre les Régions-1 et -0 (Ohtani et al., 1995).

Lorsque  $B_z$  est positif, les Régions-1 et -2 de courants alignés faiblissent en intensité et se réduisent en taille. Les courants de manteau s'intensifient et s'étendent dans toute la calotte polaire (figure 1.8-c et -d). Ces courants prennent alors le nom de *courants NBZ*<sup>14</sup> (Iijima et al., 1984 ; Zanetti et al., 1984 ; Potemra et al., 1984). Ils gardent les mêmes polarités en fonction du signe de  $B_y$  que les courants de Région-0 observés en  $B_z$  négatif (figure 1.8-a et -b). Ces courants sont très stables et s'intensifient lorsque  $B_z$  augmente, confirmant que pour  $B_z$  positif, de l'énergie continue à s'écouler dans la calotte polaire associée à la reconnexion dans les lobes.

*Courants de sous-orage* – En général du côté nuit, seule une faible part de la reconnexion est stationnaire. Une grande partie du flux magnétique s'accumule dans la queue de la magnétosphère, sur les lignes de champ ouvertes ayant leur pied dans la calotte polaire et étirées dans les lobes. L'évacuation du flux magnétique contenu dans la queue est réalisé sous forme d'une reconnexion soudaine dans la queue, où l'énergie est déchargée très rapidement de part et d'autre de la ligne de reconnexion, vers l'ionosphère et vers le milieu interplanétaire. Ce phénomène est appelé un *sous-orage magnétosphérique*. Il modifie profondément la convection ainsi que les courants du système magnétosphère-ionosphère du côté nuit. Lors d'un sous-orage magnétosphérique, il y a disruption de la nappe centrale de courant de queue. Celle-ci diverge alors du côté matin vers l'ionosphère sous forme d'un courant parallèle descendant vers l'ionosphère et d'un courant parallèle montant du côté soir. Dans l'ionosphère, ce circuit se caractérise par la formation d'un *électrojet de sous-orage*<sup>15</sup> autour de 0000 MLT s'écoulant vers l'ouest (Baumjohann et Treumann, 1996).

## 1.4 Conclusion

La distribution à grande échelle et stationnaire des champs électriques et des courants dans

---

<sup>14</sup> *Angl.* Northward Bz

<sup>15</sup> *Angl.* Substorm Electrojet

le système magnétosphère-ionosphère est sous le contrôle principal des composantes  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF (plus intense en  $B_z$  négatif que positif). Dans le prochain chapitre, nous allons aborder les processus dynamiques intermittents et de moyenne échelle qui se produisent dans la magnétosphère. Ils sont responsables d'une grande partie de l'électrodynamique du système magnétosphère-ionosphère et se superposent aux processus stationnaires présentés dans ce chapitre.

- 2 -

## **Les structures aurorales de moyenne échelle, côté jour et côté nuit : observations et modèles**

Les interactions milieu interplanétaire-magnétosphère ne sont pas toujours globales, comme envisagé au chapitre précédent, mais peuvent être localisées sur une partie de la magnétopause et avoir des durées brèves. L'énergie associée à ces phénomènes localisés et impulsifs est redistribuée par divers processus dans lesquels le champ magnétique joue un rôle prépondérant, en particulier en propageant l'information jusque dans l'ionosphère. Du côté jour, la reconnexion magnétique sporadique entre les champs magnétiques terrestre et interplanétaire permet la pénétration de flux magnétique, de plasma et d'énergie provenant du vent solaire, dans la magnétosphère et jusqu'à l'ionosphère via les cornets polaires. Cette entrée transitoire de plasma du côté jour appelée « événement de transfert de flux » (FTE<sup>16</sup>), modifie considérablement, par son caractère répétitif, l'état de la magnétosphère, en amplifiant la convection du plasma et en déplaçant les frontières magnétosphériques. De même du côté jour, l'impact des impulsions de la pression du vent solaire sur la magnétopause, modifient la géométrie de la magnétosphère, en déplaçant la position de la magnétopause, ainsi que des frontières magnétosphériques internes, mais également en engendrant des courants parallèles de moyenne échelle entre la magnétopause et l'ionosphère. Le vent solaire transfère également de l'énergie à la magnétosphère sous forme d'ondes, déclenchées par des instabilités de la magnétopause (ondes de surface, instabilités de Kelvin-Helmholtz). Ces ondes peuvent être converties à terme en ondes d'Alfvén qui se propagent le long du champ magnétique jusque dans l'ionosphère. La couche de plasma dans la queue est un réservoir dans lequel du plasma d'origine mixte (vent solaire, ionosphère) s'accumule après avoir gagné de l'énergie. Les sous-orages représentent la manifestation la plus intense de la reconnexion dans la queue. En dehors

---

<sup>16</sup> *Angl.* Flux Transfer Event

des sous-orages, une reconnexion plus périodique et moins violente permet d'évacuer le plasma accumulé de part et d'autre de la ligne de reconnexion. Du côté Terre du point de reconnexion, des « jets sporadiques de plasma » (BBFs<sup>17</sup>) se propagent vers la Terre, jusqu'à atteindre l'ionosphère. L'écoulement du vent solaire autour de la magnétosphère joue également un rôle important dans les processus dynamiques qui affectent la magnétosphère. Dans son mouvement de retour dans la direction solaire, le plasma magnétosphérique essentiellement chaud engendre des courants parallèles et des précipitations. La fermeture de ces courants dans l'ionosphère conduit au chauffage Joule et les précipitations, aux aurores.

Côté jour comme côté nuit, les processus dynamiques dans la magnétosphère induits par le vent solaire ont une signature visible dans l'ionosphère, essentiellement sous forme de structures aurorales (sursaut de convection ou de précipitation aurorale) de faible échelle spatiale et de durée de vie courte. Dans cette partie, nous allons présenter les principales manifestations à petite échelle spatiale et temporelle du couplage entre le vent solaire et le système magnétosphère-ionosphère.

## 2.1 Reconnexion magnétique sporadique côté jour : les FTEs

La physique de la reconnexion sporadique est un domaine de recherche relativement récent, qui fait aujourd'hui l'objet de nombreuses études aussi bien théoriques qu'expérimentales, grâce en particulier à la combinaison des données issues de plusieurs instruments.

### 2.1.1 Observations initiales des FTEs

Du côté jour, la reconnexion magnétique entre le champ magnétosphérique et l'IMF a d'abord été considérée comme un processus purement stationnaire, conduisant aux premiers modèles de magnétosphère ouverte (*Dungey*, 1961). La découverte de la nature intermittente et spatialement limitée de la reconnexion est due à *Haerendel et al.* (1978) et *Russel et Elphic* (1978), grâce aux mesures des satellites ISEE-1 et -2. *Russel et Elphic* (1978) donnent à ces événements de reconnexion sporadique, le nom « d'événement de transfert de flux », noté par la suite FTE. Leur principale caractéristique observationnelle est une signature bipolaire du champ magnétique, dans la composante normale à la magnétopause. De nombreuses études de la structure interne des FTEs et de leurs conditions d'existence suivent. Leurs principales

---

<sup>17</sup> *Angl.* Bursty Bulk Flows

caractéristiques sont :

- l'existence de flots accélérés d'ions à l'intérieur des FTEs (Paschmann et al., 1982)
- une dimension d'environ 1 à 2  $R_E$  le long de la magnétopause (Russel et Elphic, 1978 ; Saunders et al., 1984 ; Rijnbeek et al., 1984)
- un taux de répétition d'environ 7-8 min (Rijnbeek et al., 1984 ; Lockwood et al., 1990)
- l'existence d'une signature bipolaire inversée dans l'hémisphère sud (Rijnbeek et al., 1984)
- l'existence d'un champ magnétique hélicoïdal à l'intérieur des FTEs (Saunders et al., 1984)
- une fréquence des événements très augmentée lors de périodes d'IMF dirigé vers le sud (Berchem et Russel, 1984)
- une composition particulière du plasma dans les tubes reconnectés, formée d'un mélange de plasmas provenant de la magnétosphère et de la magnétogaine (Farrugia et al., 1988).

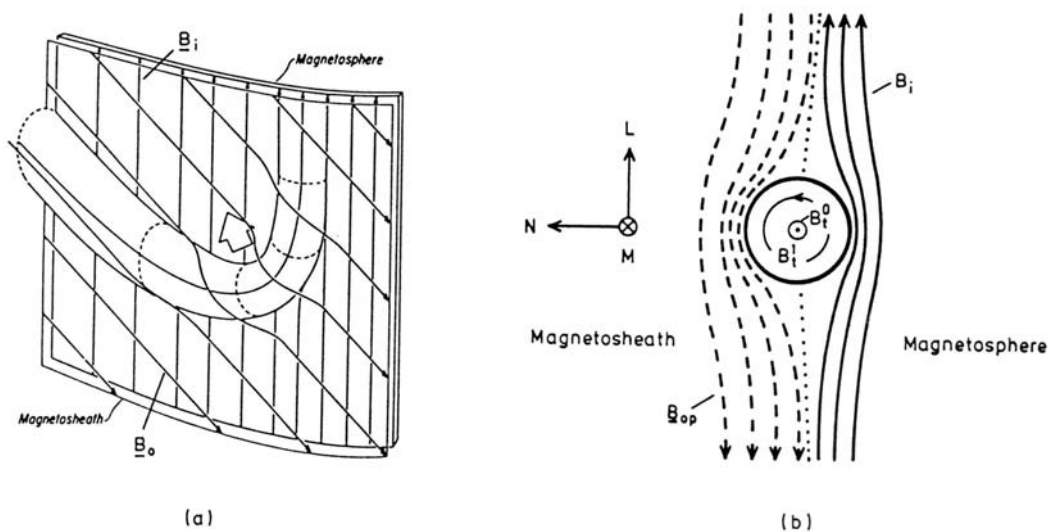


Fig. 2.1 : Schéma d'un FTE à la magnétopause. (a) dans un plan parallèle à la magnétopause. Les lignes verticales représentent le champ magnétosphérique et les lignes inclinées représentent le champ magnétique dans la magnétogaine. La flèche blanche montre la direction de la tension magnétique. (b) dans un plan perpendiculaire à la magnétopause. Le champ magnétique principal du tube de flux est suivant l'axe du tube  $B_i^0$ , auquel s'ajoute un faible champ azimuthal  $B_i^1$  créé par les courants alignés avec le champ (d'après Russel et Elphic, 1979).

### 2.1.2 Modèle théoriques des FTEs

Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer la reconnexion intermittente et pour comprendre les caractéristiques des FTEs. Nous allons ici en présenter trois qui permettent chacun d'expliquer une partie de ces propriétés.

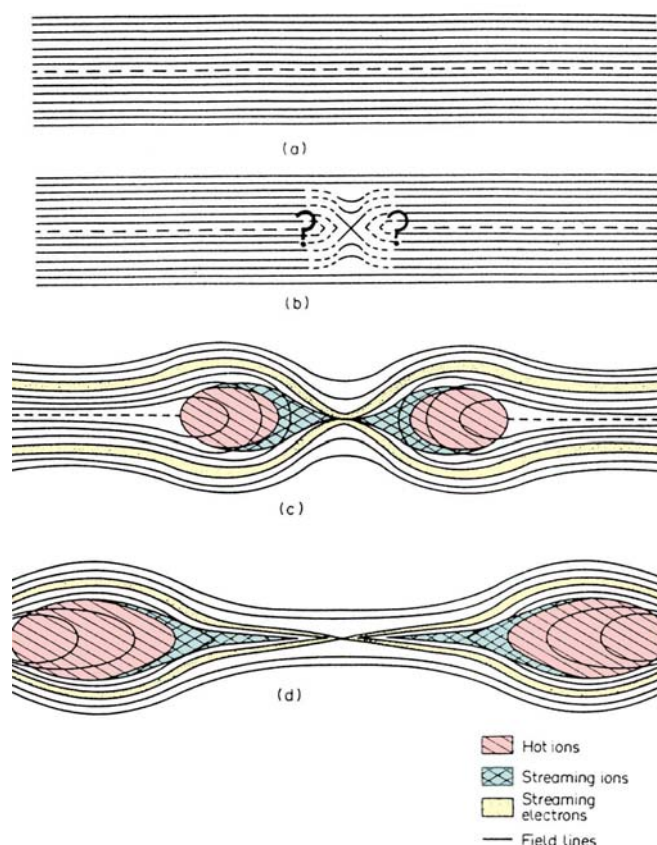


Fig. 2.2 : Modèle qualitatif de la reconnexion à la magnétopause de Southwood et al. (1988). (a) Des lignes de champ magnétique antiparallèles, séparés par une couche neutre (ligne pointillée). (b) Configuration du champ magnétique dans les premiers instants de la reconnexion localisée. (c) Configurations du plasma et du champ magnétique pendant la reconnexion. (d) Modification des configurations du plasma et du champ magnétique lorsque le taux de reconnexion a diminué (d'après Southwood et al., 1988).

Le modèle le plus couramment évoqué concernant la formation des FTEs est le modèle initial de tube connecté proposé par Russel et Elphic (1978), dont la représentation schématique est donnée sur la figure 2.1. Dans ce modèle, la perturbation magnétique détectée par le satellite est causée par le mouvement relatif du satellite à travers un tube de flux magnétique reconnecté. Les champs magnétiques terrestre et de l'IMF ayant des inclinaisons

différentes, la traversée de la magnétopause par le tube de flux reconnecté engendre un coude. La tension magnétique créée par la courbure du tube tire celui-ci vers le côté nuit de la magnétosphère et pousse les lignes de champ magnétique situées tout autour du tube, créant un renflement. Dans ce modèle, le champ magnétique reste axial, ce qui permet d'expliquer la signature bipolaire magnétique observée par les satellites, mais pas l'existence d'un champ hélicoïdal à l'intérieur du tube.

Le modèle de *Lee et Fu* (1985) suppose l'existence de multiples lignes de reconnexion sur la magnétopause, formant des tubes de flux entre deux lignes de reconnexion et engendrant un champ hélicoïdal à l'intérieur des tubes. Ce modèle permet d'expliquer certaines propriétés observées des FTEs : l'existence d'électrons chauds sur les lignes de champ extérieures (*Paschmann et al.*, 1982 ; *Farrugia et al.*, 1988), une dimension est-ouest non limitée, caractéristique observée dans l'ionosphère, ainsi que la nature quasi-périodique des FTEs du fait de l'existence simultanée de plusieurs lignes de reconnexion. Cependant, ce modèle est relativement complexe au niveau de la géométrie et nécessite des conditions d'IMF très particulières (contrôle de la reconnexion par la composante  $B_y$ ) qui ne sont pas observées avec les mesures satellites.

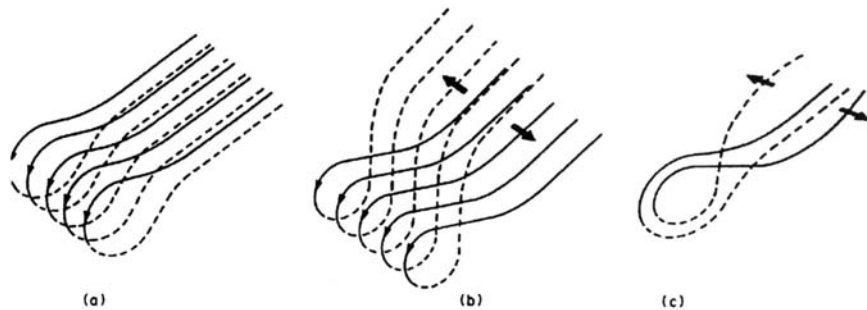


Fig. 2.3 : (a) Lignes de champ magnétique récemment reconnectées à la magnétopause (avec les lignes pointillées du côté de la magnétosphère). (b) La présence d'un cisaillement de vitesse déforme les lignes de champ à travers la magnétopause. (c) Deux lignes de champ reconnectées, la plus interne a été reconnectée la première et est donc plus déformée (d'après Southwood et al., 1988).

Le premier modèle qualitatif à trois dimensions est proposé par *Southwood et al.* (1988). La reconnexion sur la magnétopause est stationnaire, mais elle peut parfois s'accompagner d'augmentations et de diminutions brutales du taux de reconnexion, entraînant la création de structures en forme de bulle sur la magnétopause par accumulation de plasma sur les bords du site de reconnexion (figure 2.2). Ces bulles de plasma déforment les lignes de champ et



produisent la signature bipolaire dans la composante normale du champ magnétique, observée lors d'une traversée de satellite. La troisième dimension du modèle, permet d'expliquer la structure hélicoïdale du champ magnétique associée au FTE en supposant par exemple des champs non rigoureusement anti-parallèles ou du fait du cisaillement de vitesse existant entre les deux côtés de la magnétopause (figure 2.3). Ce modèle contrairement à celui d'un tube de flux reconnecté isolé (Modèle de *Russel et Elphic*, 1978) permet de ne pas limiter la dimension en longitude des FTEs et ainsi d'expliquer les observations ionosphériques de FTEs, avec une grande extension en longitude.

### 2.1.3 Signature ionosphérique des FTEs

Les tubes de flux magnétique reconnectés se projettent dans l'ionosphère, au voisinage du cornet polaire où des instruments au sol peuvent les détecter. Les radars cohérents ou les instruments optiques possédant un champ de vue à deux dimensions sont capables d'observer les paramètres caractéristiques du tube de flux difficiles à détecter à l'aide d'un seul satellite dans la magnétosphère, comme par exemple la forme, la taille ou la vitesse du tube.

En 1985, *Goertz et al.* à l'aide du radar VHF STARE, observent pour la première fois la signature ionosphérique de FTEs sous la forme de sursauts sporadiques de convection se déplaçant dans la direction nord-ouest. Cette interprétation est confirmée par l'observation simultanée de FTEs à la magnétopause par satellite. Puis, *Lockwood et al.* (1990) observent à l'aide du radar incohérent EISCAT, une série de sursauts de convection se déplaçant vers l'ouest sur le bord équatorial du cornet polaire, là encore associés à des FTEs. D'autres études de *Pinnock et al.* (1991, 1993, 1995) réalisées avec le radar HF PACE, montrent que les sursauts de convection se superposent aux échos continus présents dans le cornet polaire et se déplacent principalement vers le nord avec une vitesse supérieure à celle du plasma ambiant. Ces dernières études semblent confirmer que la reconnexion sporadique associée aux FTEs se superpose à une reconnexion continue représentée par les échos permanents du cornet polaire, comme le supposent *Southwood et al.* (1988) dans leur modèle. Parallèlement aux observations radars, des observations optiques à partir de caméras plein ciel et de photomètres à balayage méridien ont mis en évidence des sursauts d'intensité, apparaissant au niveau de l'ovale auroral (dans le cornet polaire) et se déplaçant vers le pôle (*Sandholt et al.*, 1986, 1990). Toutes ces études montrent que les signatures ionosphériques des FTEs se déplacent essentiellement dans la direction anti-solaire, comme le prévoit le modèle de *Russel et Elphic* (1978). Ces sursauts de convection observés par les radars sont appelées « écoulements ionosphériques pulsés »

(PIFs<sup>18</sup>). Observés par les instruments optiques sous forme d'intensifications locales et sporadiques des aurores, ils sont appelés « formes aurorales se déplaçant vers le pôle » (PMAFs<sup>19</sup>).

Grâce aux études de cas réalisées à partir de données radars et optiques depuis 15 ans, de nombreuses caractéristiques des PIFs et PMAFs ont été mises en évidence.

- Leur taille est évaluée entre 50 et 400 km dans la direction nord-sud magnétique et entre 200 et 2000 km dans la direction est-ouest magnétique (*Lockwood et al.*, 1990 ; *Sandholt et al.*, 1990 ; *Provan et al.*, 1998, *Milan et al.*, 2000), ces chiffres traduisent leur forme allongée suivant les iso-latitudes magnétiques.

- La vitesse de convection à l'intérieur des PIFs, comprise entre 1000 et 3000 m.s<sup>-1</sup>, est plus élevée que celle du plasma ambiant (*Lockwood et al.*, 1990 ; *Pinnock et al.*, 1993, 1995 ; *Provan et al.*, 1998 ; *Milan et al.*, 1999).

- La vitesse de déplacement des tubes de flux (encore appelée vitesse de phase par opposition à la vitesse de convection) varie entre une et deux fois la vitesse de convection à l'intérieur des tubes (*Provan et al.*, 1998 ; *Thorolfsson et al.*, 2000 ; *McWilliams et al.*, 2001a). En général élevée en début de vie du tube, cette vitesse diminue progressivement au fur et à mesure que la tension magnétique appliquée sur le tube diminue (*Sandholt et al.*, 1990 ; *McWilliams et al.*, 2001a).

- Le taux de répétition des PIFs et PMAFs est compris entre 7 et 8 minutes (*Provan et al.*, 1998), en bon accord avec le taux de répétition des FTEs à la magnétopause (*Rijnbeek et al.*, 1984 ; *Lockwood et al.*, 1990).

- Les données optiques permettent de caractériser les courants associés aux PMAFs. La raie verte (557.7 nm), émise entre 110 et 150 km d'altitude, est associée aux précipitations d'électrons d'environ 1 keV, c'est-à-dire aux courants alignés montants. Tandis que la raie rouge (630 nm), émise entre 220 et 350 km d'altitude, est due aux particules d'énergie plus faible de l'ordre de 300 eV, provenant de la magnétogaine, après reconnexion à la magnétopause. *Lockwood et al.* (1993) montrent que dans la signature ionosphérique d'un FTE, la raie verte plus fine est située sur le bord polaire de la raie rouge plus diffuse lorsque *By* est positif et sur le bord équatorial lorsque *By* est négatif. Ce résultat permet de déterminer la position du courant aligné montant associé à un FTE par rapport au sursaut de convection

---

18 *Angl.* Pulsed Ionospheric Flows

19 *Angl.* Poleward Moving Auroral Form

associé, en fonction du signe du  $B_y$  de l'IMF.

- Enfin, la combinaison des instruments radars et optiques a permis de mettre en évidence que les intensifications aurorales sont bien associées aux signatures de sursauts de convection radar (Milan *et al.*, 2000 ; Thorolfsson *et al.*, 2000).

Plus récemment, des études statistiques ont été réalisées sur des données de la chaîne de radars SuperDARN.

- Provan *et Yeoman* (1999) confirment la taille des PIFs et montrent que leur maximum d'occurrence est située entre  $75^\circ$  et  $86^\circ$  MLAT et entre 0800 et 1200 MLT.

- L'occurrence des PIFs dépend également de la composante  $B_z$  de l'IMF, avec 67% des PIFs observés en période de  $B_z$  sud, alors qu'elle ne dépend pas de la composante  $B_y$  (McWilliams *et al.*, 2000).

- Provan *et al.* (1999) montrent que la direction de propagation initiale des PIFs est contrôlée par la composante  $B_y$ . Les PIFs dérivent vers le matin, lorsque  $B_y$  est positif et vers le soir, lorsque  $B_y$  est négatif, en accord avec la convection à grande échelle et avec le contrôle par la tension magnétique du mouvement des tubes de flux reconnectés à la magnétopause.

Tous ces résultats confortent l'idée que PIFs et PMAFs sont bien les signatures ionosphériques de la reconnexion, puisque la majorité de leurs caractéristiques sont également observées à la magnétopause et dans la magnétosphère et en accord avec les modèles.

#### 2.1.4 Observations conjointes sol-satellite des FTEs

Les FTEs ont ainsi été étudiés de manière intensive durant les 25 dernières années, indépendamment dans la magnétosphère par les satellites et dans l'ionosphère par les radars et les instruments optiques. Cependant, les observations simultanées de FTEs dans la magnétosphère et dans l'ionosphère sont beaucoup plus rares et pour la plupart très récentes. Elphic *et al.* (1990) observent pour la première fois avec le satellite ISEE-2, une signature bipolaire claire du champ magnétique à la magnétopause caractéristique d'un FTE et simultanément avec le radar EISCAT et des photomètres, un sursaut de convection dans l'ionosphère se déplaçant vers le nord. Dix ans plus tard, Neudegg *et al.* (1999, 2000) mettent en évidence une association un-pour-un entre des tubes de flux reconnectés à la magnétopause vu par Equator-S et des sursauts de convection ionosphérique vu par des radars SuperDARN.

Depuis l'été 2000, la mission Cluster composée de quatre satellites identiques permet des

études plus précises des FTEs dans la magnétosphère, grâce aux mesures multipoints. *Owen et al.* (2001) et *Bosqued et al.* (2001) ont pu déterminer la taille le long de la magnétopause de 0,8 à 2  $R_E$  et surtout la vitesse de phase de 70 à 200  $\text{km.s}^{-1}$ , de FTEs à la magnétopause. *Owen et al.* (2001) ont confirmé que les FTEs contenaient surtout des électrons provenant de la magnétogaine et repoussaient en avant du tube des électrons de la magnétosphère. Associée à des mesures au sol, la mission Cluster permet également des études conjuguées avec l'ionosphère, dans le but de comprendre le couplage dynamique et électrodynamique entre l'ionosphère et la magnétosphère (*Opgenoorth et al.*, 2001 ; *Lockwood et al.*, 2001a). Les premières observations simultanées de FTEs à la magnétopause par Cluster et dans l'ionosphère par des instruments au sol, dont SuperDARN sont dues à *Lockwood et al.* (2001b) et *Wild et al.* (2001). Les données multipoint de Cluster permettent de comparer quantitativement les paramètres des FTEs (taille, vitesse de convection à l'intérieur des FTEs, vitesse de phase) simultanément dans la magnétosphère et l'ionosphère (*Marchaudon et al.*, 2003a).

### 2.1.5 Modèles de la signature ionosphérique des FTEs

Dans cette partie, nous présentons deux modèles complémentaires, un modèle local de circulation du tube au niveau ionosphérique (modèle de *Southwood*, 1987) et un modèle global d'assimilation du flux des FTEs dans la convection globale (modèle de *Cowley et Lockwood*, 1992). Mis ensemble, ces deux modèles permettent de comprendre à l'échelle du tube et à l'échelle globale de l'ionosphère, l'effet de la reconnexion sporadique sur l'ionosphère. Dans le modèle local de *Southwood* (1987), le pied d'un tube de flux reconnecté à la magnétopause, se situe dans l'ionosphère sur le bord équatorial de la calotte polaire au niveau de la frontière des lignes de champ magnétique ouvertes/fermées (OCB). Après un délai de quelques minutes qui correspond au temps de propagation de l'information sous forme d'une onde d'Alfvén, l'impulsion due à la tension magnétique au site de reconnexion est transférée vers l'ionosphère. Ce transfert de quantité de mouvement se fait sous forme de courants parallèles circulant le long des flancs du tube de flux, montant d'un côté et descendant de l'autre (figure 2.4). Dans l'hémisphère nord, pour un tube de flux dérivant dans la direction anti-solaire, le courant montant est situé sur le côté soir du tube et le courant descendant sur le côté matin. Ces courants parallèles sont fermés à l'intérieur du tube par des courants de Pedersen perpendiculaires à la direction de mouvement du tube. Dans ce modèle, la convection à l'intérieur du tube de flux et la conductivité ionosphérique sont supposées uniformes. A cause

de l'incompressibilité du plasma et parce que le plasma à l'extérieur du tube se déplace à une vitesse inférieure à celle du tube, le plasma repoussé par le tube est évacué sur les côtés. Ce mouvement du plasma extérieur forme un double vortex de convection sur les flancs du tube, appelé convection de retour.

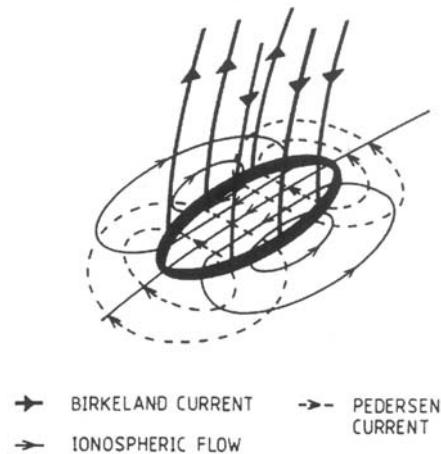


Fig. 2.4 : Configuration des champs et courants générés par le mouvement du pied d'un FTE dans l'ionosphère, dans le cas de l'hémisphère nord. Des courants alignés descendent d'un côté du tube et montent de l'autre. La fermeture des courants alignés est assurée par des courants de Pedersen, matérialisés par les lignes pointillées. L'écoulement du plasma ionosphérique est indiqué par les lignes continues (d'après Southwood, 1987).

Ce modèle simple permet d'expliquer beaucoup des propriétés observées expérimentalement. La position des courants parallèles le long des flancs du tube, en fonction du signe du  $B_y$ , est compatible avec les observations de Sandholt *et al.* (1990) et de Lockwood *et al.* (1993). Un délai d'environ une minute entre la magnétopause et l'ionosphère est également cohérent avec les observations (Marchaudon *et al.*, 2003a). Cependant, ce modèle présente des limitations, car il suppose que la vitesse de convection est toujours identique à la vitesse de phase du tube ; or les observations semblent démontrer que même si les directions sont cohérentes, l'amplitude de la vitesse de convection est plus faible au moins en début de vie du tube (Sandholt *et al.*, 1990 ; McWilliams *et al.*, 2001a). De plus, l'observation de flux de retour sur les côtés du tube n'a été jusqu'ici que rarement observée (Pinnock *et al.*, 1993 ; Thorolfsson *et al.*, 2000). Enfin, la structure hélicoïdale du champ magnétique à l'intérieur du tube de flux observée à la magnétopause, n'est pas observée dans l'ionosphère. De même, le

modèle de *Southwood* (1987) qui suppose une convection uniforme à l'intérieur du tube ne prend pas en compte la structure hélicoïdale du champ.

*Cowley et Lockwood* (1992) ont proposé un modèle global pour expliquer l'influence sur la convection ionosphérique à grande échelle de l'apport de flux ouvert par des tubes de flux successivement reconnectés à la magnétopause, ainsi que sur la position de l'OCB. Ils partent du constat que ce n'est pas l'existence de flux ouvert dans la calotte polaire qui engendre de la convection ionosphérique, mais l'addition de flux ouvert du côté jour et la destruction de flux ouvert ancien du côté nuit, par reconnexion dans la queue, en accord avec le modèle de *Siscoe et Huang* (1985). L'addition de flux ouvert dans la calotte polaire est expliquée sur la figure 2.5 (cas  $B_z < 0$  et  $B_y = 0$ ).

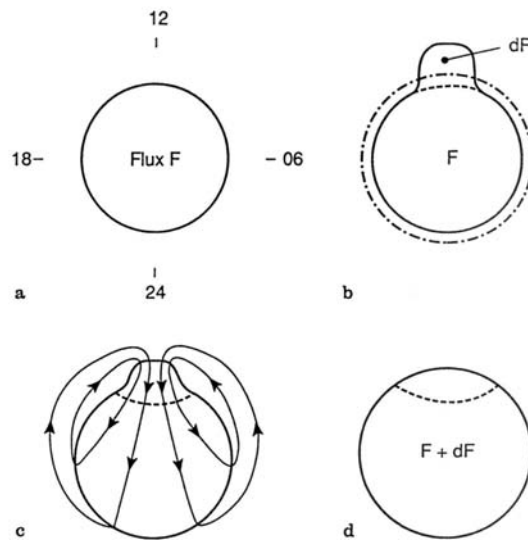


Fig. 2.5 : Schémas illustrant la réponse de la convection ionosphérique à une impulsion de la reconnexion magnétique du côté jour. (a) Configuration initiale avec une quantité de flux magnétique ouvert  $F$ , sans aucune convection. La ligne continue représente l'OCB. (b) Ajout d'une quantité de flux ouvert  $dF$ . La nouvelle frontière d'équilibre de la quantité de flux  $F + dF$  est représentée par la ligne en traits-points. (c) Configuration de la convection amenant le système perturbé à son nouvel état d'équilibre. (d) Configuration du nouvel équilibre avec le flux  $F + dF$ . La ligne tiretée délimite la région occupée par le nouveau flux ouvert (d'après Cowley et Lockwood, 1992).

La calotte polaire initialement à l'équilibre, sans convection ionosphérique (panneau a) est perturbée par un événement de reconnexion du côté jour (FTE) matérialisé par l'ajout de flux ouvert  $dF$  au flux  $F$  existant (panneau b). Ce changement de la quantité de flux ouvert dans la calotte polaire déplace l'OCB vers l'équateur dans la région de 1200 MLT et excite la

convection ionosphérique (panneau c) pour rétablir un nouvel équilibre de la calotte polaire, correspondant à la nouvelle quantité de flux ouvert  $F+dF$  qu'elle contient. L'OCB subit une dilatation, mais le nouveau flux ouvert reste situé sur le bord polaire de l'OCB, près de la position où il a été créé (panneau d). Le nouvel état d'équilibre de la calotte polaire est atteint après environ 15 minutes.

Cowley et Lockwood (1992) étudient ensuite l'effet de la composante  $B_y$  de l'IMF (figure 2.6 dans le cas  $B_y > 0$ ). Ils montrent que l'effet de  $B_y$  est analogue pour les événements de reconnexion sporadique à celui subi par la convection à grande échelle (expliquée dans le paragraphe 1.2.2). L'apport de nouveau flux  $dF$  dans la calotte polaire est déplacé du côté ouest par rapport à 1200 MLT (panneau b) et est ensuite tiré vers l'est par la tension magnétique. La convection ionosphérique excitée par cet apport de flux  $dF$  est alors profondément asymétrique par rapport à l'axe midi-minuit et forme à l'est, un vortex du côté équatorial de l'OCB (panneau c).

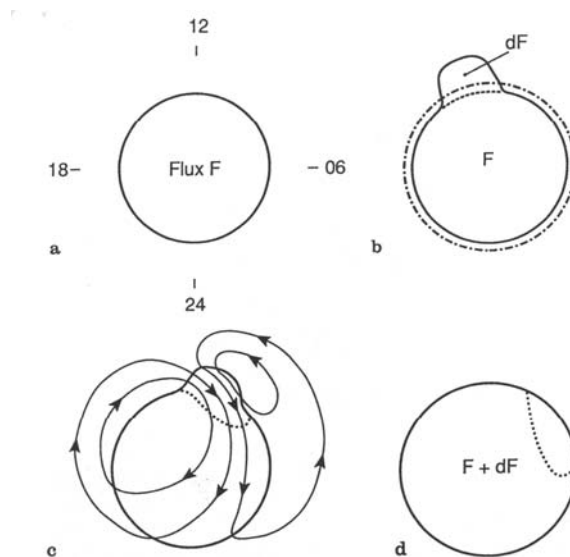


Fig. 2.6 : Mêmes schémas que sur la figure 2.5 illustrant la réponse de la convection à une impulsion de la reconnexion magnétique, en présence d'une composante matin-soir positive de l'IMF, dans l'hémisphère nord (d'après Cowley et Lockwood, 1992).

*Modèle à plusieurs FTEs* – La périodicité des FTEs est de l'ordre de 7-8 minutes et le temps estimé de relaxation de l'ionosphère est de 15 minutes (Cowley et Lockwood, 1992), ce qui implique que l'influence d'un ancien FTE n'a pas disparu avant l'apparition d'un nouveau. Lockwood (1991, 1994) complète le modèle de Cowley et Lockwood (1992) en observant

l'influence sur la convection ionosphérique d'une reconnexion complètement pulsée et représentée par l'arrivée de plusieurs FTEs successifs. Sur la figure 2.7 est présenté le schéma de convection associé à la présence simultanée de trois FTEs successifs reconnectés au même endroit et suivant ensuite la même trajectoire. L'évolution de la direction de propagation des FTEs et de leur vitesse est basée sur les observations de *Sandholt et al.* (1990). Chaque FTE est considéré individuellement dans le cadre du modèle de *Southwood* (1987), mais sa direction de convection évolue suivant le schéma global.

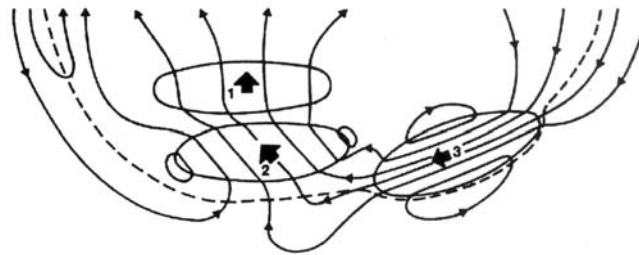


Fig. 2.7 : Schéma de la convection ionosphérique due à trois FTEs, reconnectés à environ 8 minutes d'intervalle. La ligne tiretée matérialise l'OCB. Le midi local est situé en bas de la figure (d'après *Lockwood, 1991*).

*Caractérisation électrodynamique des FTEs* - D'un point de vue électrodynamique le modèle de signature ionosphérique de *Southwood* (1987) a été vérifié par *Basinska et al.* (1989), puis par *Escoubet et al.* (1992). *Basinska et al.* (1989) modélisent la signature ionosphérique d'un FTE sous la forme d'un tube de flux circulaire caractérisé par deux courants parallèles de signe opposé situés de part et d'autre de l'axe de déplacement du tube. Ils réalisent ainsi une comparaison relativement satisfaisante entre le champ électrique de convection modélisé et le champ électrique mesuré par le satellite S3-2 et détecté par les auteurs, comme étant une signature possible d'un FTE. Puis, *Escoubet et al.* (1992) choisissent un modèle plus sophistiqué de tubes de flux allongés azimuthalement. Ils reproduisent alors grâce à ce modèle et avec un très bon accord, les perturbations magnétiques et électriques engendrées par trois FTEs successivement reconnectés à la magnétopause et mesurées par le satellite DE-2 et associées à des spectrogrammes « en escalier » des ions injectés depuis la magnétogaine.

Plus récemment, *Lockwood et al.* (2001c) présentent un modèle à plusieurs FTEs, dans lequel ils discutent l'évolution que subissent les courants parallèles au cours du temps, lorsque ces différents FTEs se succèdent. Le panneau a de la figure 2.8 présente un FTE idéalisé avec ses deux courants parallèles associés (comme le prévoit le modèle de



Southwood, 1987) : un courant montant sur le bord polaire et un courant descendant sur le bord équatorial dans le cas  $B_y$  fortement positif. Le panneau b représente 3 tubes de flux reconnectés successivement sans séparation, dans lesquels le courant polaire de l'un des FTEs se superpose au courant équatorial du suivant. Comme les courants sont plus intenses en début de vie du FTE, lorsque la reconnexion est récente et que la tension magnétique est forte, c'est le courant polaire du FTE le plus récent qui l'emporte. C'est pourquoi, un satellite traversant successivement les trois FTEs dans la direction sud-nord, n'observera qu'un courant descendant, associé au bord équatorial du plus récent des FTEs, suivi de trois courants montants d'intensité de plus en plus faible, associés au bord polaire de chacun des trois FTEs successifs (panneau c).

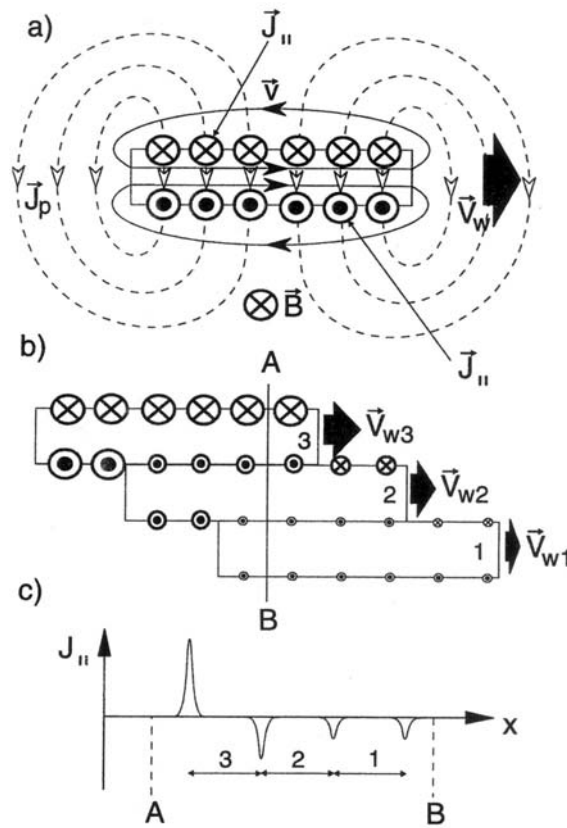


Fig. 2.8 : (a) Convection, courants de Pedersen et courants alignés associés à un FTE se déplaçant vers l'Ouest ( $V_w$ ), sous l'effet d'un fort  $B_y$  positif, dans l'hémisphère nord. (b) Trois FTEs successifs reconnectés dans l'ordre 1-2-3 et tels que  $V_{w3} > V_{w2} > V_{w1} > 0$ . Par simplicité, la durée de chaque impulsion de reconnexion est proche de 0. (c) La variation des courants alignés  $J_||$  (positif vers le bas) le long du méridien AB (d'après Lockwood et al., 2001c).

Malgré les nombreuses études et modèles déjà réalisées sur les FTEs, beaucoup de progrès

restent à réaliser dans ce domaine. La compréhension des mécanismes de la reconnexion au niveau de la magnétopause est un des sujets les plus importants, que Cluster grâce à des observations tridimensionnelles peut aider à mieux comprendre (*Owen et al.*, 2001). Le couplage électrodynamique entre l'ionosphère et la magnétosphère, en particulier la distribution des courants alignés associés au FTE et la nature active ou fossile de la signature de convection des FTEs (*Davies*, 2002) sont actuellement des questions ouvertes, sur lesquelles nous reviendrons dans les chapitres 6 et 7.

## **2.2 Impulsions de pression du vent solaire sur la magnétosphère côté jour : les TCVs et autres signatures aurorales**

La réponse de la magnétosphère à des variations brusques de la pression du vent solaire comporte, comme pour les variations de l'IMF, une réponse globale et des réponses locales. La réponse électrodynamique globale de la magnétosphère à une impulsion de pression a été bien étudiée à partir de réseaux de magnétomètres au sol et modélisée par *Araki* (1994). Elle porte le nom « d'impulsion soudaine » ( $SI^{20}$ ). *Petrinec et Russel* (1993) ont quantifié les déplacements de la magnétopause sous l'action des variations de la pression du vent solaire. En ce qui concerne les structures de petite ou moyenne échelle, des signatures ont également été identifiées associées à des impulsions de pression. La plus étudiée se présente sous la forme d'un double vortex de convection. Des signatures optiques en zone aurorale non associées à un double vortex ont également été observées.

### **2.2.1 Observations initiales des TCVs**

La recherche des premières signatures de FTEs à la magnétopause et dans l'ionosphère conduit à la découverte de signatures très ressemblantes, caractérisées également par une variation bipolaire du champ magnétique dans le plan normal à la magnétopause (*Sibeck*, 1990) comme dans les observations de FTEs et dans le modèle de *Russel et Elphic* (1978). Des double vortex de convection dans l'ionosphère (*Friis-Christensen et al.*, 1988 ; *Glassmeier et al.*, 1989 ; *Sibeck et al.*, 1989) sont également observés comme dans le modèle ionosphérique de FTE de *Southwood* (1987). Cependant, certaines caractéristiques de ces structures ne sont pas compatibles avec des signatures de FTEs, en particulier leur probabilité d'occurrence ne

---

<sup>20</sup> *Angl.* Sudden Impulse

dépend pas du signe de la composante  $B_z$  de l'IMF, ce qui semble éliminer la reconnexion comme mécanisme source. Très rapidement ces structures sont associées à des impulsions simultanées de la pression du vent solaire sur la magnétosphère (Friis-Christensen *et al.*, 1988 ; Glassmeier *et al.*, 1989 ; Sibeck *et al.*, 1989). Une impulsion de pression du vent solaire provoque une déformation locale de la magnétopause, un satellite situé près de la magnétopause peut se trouver successivement d'un côté et de l'autre de celle-ci au passage de la perturbation, ce qui explique la signature bipolaire observée (Sibeck *et Croley*, 1991). Dans l'ionosphère, l'extension de ces double vortex de convection est grande : 500 km pour un vortex et plus de 2000 km pour le double vortex entier (Friis-Christensen *et al.*, 1988 ; Glassmeier *et al.*, 1989) ; ces dimensions sont beaucoup plus grandes que celles d'un FTE classique, c'est pourquoi seules des chaînes de magnétomètre au sol permettent d'en observer l'extension complète. Ces double vortex se déplacent en longitude et on leur donne le nom de « vortex de convection dynamique » (TCV<sup>21</sup>).

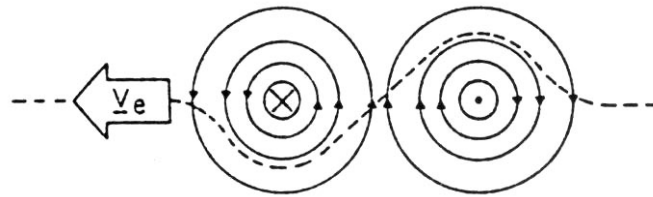


Fig. 2.9 : Configuration de la convection ionosphérique et des courants alignés produits par un TCV. Deux vortex de convection de sens opposé sont associés à deux courants alignés respectivement montant et descendant. L'écoulement du plasma entre les deux vortex est perpendiculaire à la vitesse de phase de la structure (d'après Lockwood, 1989).

Un TCV est toujours allongé dans la direction est-ouest et sa durée de vie typique comprise entre 10 et 15 min (Glassmeier *et al.*, 1989), est un peu plus longue que celle d'un FTE. Sa vitesse de phase est toujours dans la direction antisolaire mais suivant un axe est-ouest, alors que celle d'un FTE possède une composante vers le nord, excepté lorsque  $B_y$  est dominant. De plus, la vitesse de phase d'un TCV est comprise entre 2 et 10 km.s<sup>-1</sup> et est donc plus élevée que celle d'un FTE. Un TCV accélère au cours du temps (Glassmeier *et al.*, 1989 ; Lühr *et al.*, 1996), contrairement à un FTE dont la vitesse tend à diminuer au fur et à mesure que la tension magnétique décroît. Enfin et ceci est la différence la plus notable, la direction d'écoulement du plasma entre les deux vortex est dans la direction nord-sud, c'est-à-dire perpendiculaire à la

<sup>21</sup> *Angl.* Travelling convection vortices

vitesse de phase du TCV (*Friis-Christensen et al.*, 1988 ; *Glassmeier et al.*, 1989), comme le montre la figure 2.9, alors que dans un FTE la vitesse d'écoulement du plasma à l'intérieur du tube est dans la même direction que la vitesse de propagation de la structure (*Southwood*, 1987).

### 2.2.2 Modèles théoriques des TCVs

Des variations soudaines de la pression dynamique du vent solaire peuvent causer une compression ou une inflation locale de la magnétopause. Elles sont reconnues pour être la cause principale des TCVs observés dans l'ionosphère. Deux théories différentes ont été proposées pour expliquer le couplage entre la magnétosphère externe et l'ionosphère. *Glassmeier et al.* (1989), *Glassmeier et Heppner* (1992) et *Glassmeier* (1992) proposent qu'une indentation de la magnétopause sous l'action d'une impulsion de la pression mène à une modification locale du courant de Chapman-Ferraro à la magnétopause (figure 2.10). La divergence de ce courant additionnel engendre des ondes d'Alfvén qui portent des courants parallèles jusqu'à l'ionosphère, dont l'intensité est proportionnelle à la dérivée première de la pression sur la magnétopause. Par conséquent, un palier de pression correspond à un vortex simple alors qu'un système de deux vortex est associé à deux variations de pression de signe opposé, c'est-à-dire à une impulsion de durée limitée. Du côté matin, le courant montant est situé à l'ouest et le courant descendant à l'est dans le cas d'une compression et l'inverse dans le cas d'une relaxation. Côté soir, c'est également l'inverse. Dans un modèle concurrent, *Kivelson et Southwood* (1991) montrent que l'écoulement azimuthal génère des ondes d'Alfvén qui portent des courants parallèles jusqu'à l'ionosphère, dont l'intensité est proportionnelle à la dérivée seconde de la pression sur la magnétopause. Ainsi, un simple palier de la pression produit un système bipolaire de FACs et un double vortex de convection. Une impulsion de pression transitoire produit un système de quatre vortex. Une comparaison récente des variations de la pression du vent solaire et d'observations au sol par *Sibeck et Korotova* (2000) semble soutenir cette seconde théorie. Dans une approche relativement similaire à celle de *Kivelson et Southwood* (1991), *Lühr et al.* (1996) en étudiant les écoulement au niveau de la magnétopause et de la LLBL, proposent qu'un simple gradient de la pression le long de la magnétopause génère aussi une paire de courants parallèles de signe opposé mais plutôt sur le bord interne de la LLBL. Quelque soit le mécanisme et le site de génération des courants parallèles, la perturbation de pression est entraînée dans la direction anti-solaire par l'écoulement du plasma de la magnétogaine autour de la magnétosphère, ce qui implique un

déplacement des TCVs dans l'ionosphère dans la direction est-ouest, avec une grande vitesse de phase correspondant à la projection dans l'ionosphère de la vitesse du plasma dans la magnétogaine (Glassmeier *et al.*, 1989).

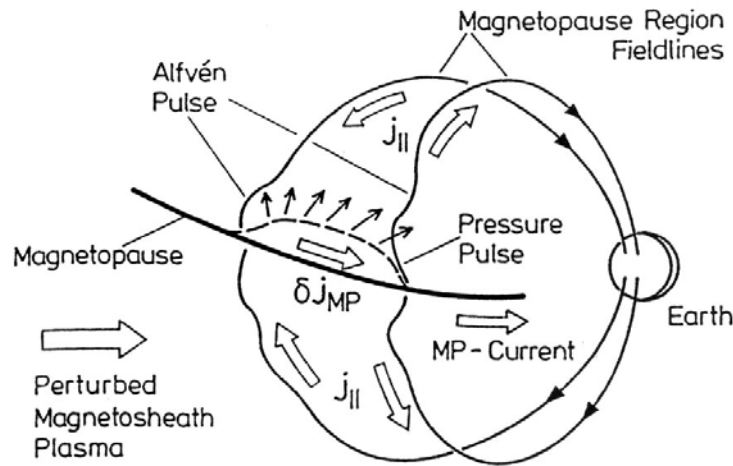


Fig. 2.10 : Représentation schématique de l'action d'une impulsion de pression localisée spatialement. Une compression partielle de la magnétopause engendre une perturbation du courant de magnétopause  $\delta j_{MP}$ , qui engendre des ondes d'Alfvén et un système de courants alignés avec le champ : montant côté matin et descendant côté soir (d'après Glassmeier et Heppner, 1992).

### 2.2.3 Observations récentes des TCVs

Il reste actuellement beaucoup de questions concernant le mécanisme de génération et l'électrodynamique des TCVs. Les modélisations et les observations conjointes de plusieurs instruments, en particulier sol-satellite permettent, comme pour les FTEs, de commencer à y répondre. Ainsi, le site exact où se forment les courants parallèles associés à un TCV est un sujet de discussion. Moretto *et al.* (2002) grâce au satellite Geotail, semblent confirmer le modèle de Lühr *et al.* (1996) qui place le site de formation des FACs sur le bord interne de la LLBL, alors que Murr *et al.* (2002) grâce au satellite DMSP, propose plutôt une région de cisaillement sur le bord externe du feuillet de plasma côté jour. Enfin Sibeck *et al.* (2003) tentent d'expliquer l'observation de TCVs en l'absence d'impulsion de pression dans le vent solaire. Ils proposent que des variations soudaines de la pression dynamique dans la magnétogaine soient directement engendrées au passage de l'onde de choc.

Un sujet de recherche très ouvert est celui de l'électrodynamique des TCVs. Jusqu'ici, seules deux études ont montré des mesures directes du champ électrique de convection associé

à un TCV, obtenues grâce aux radar SuperDARN (Lyatsky *et al.*, 1999 ; Kataoka *et al.*, 2001). Cependant dans ces deux études, le peu d'échos radar disponibles rend difficile l'estimation des conductances ionosphériques et donc des autres paramètres électrodynamiques. Sans mesure directe de champ électrique de convection, mais à partir des données de magnétomètres au sol, Amm *et al.* (2002) déterminent la contribution ionosphérique des courants équivalents et ainsi déduisent l'intensité de la paire de courants parallèles associée à un TCV. Ils remarquent sans l'expliquer que les intensités des deux FACs ne sont pas égales dans ce cas précis, mais qu'apparaît un excès de courant descendant.

#### 2.2.4 FTEs et impulsions de pression

Un autre type de signature que les TCVs a été observé en association avec une impulsion de pression du vent solaire. Ainsi, Sandholt *et al.* (1994) montrent, grâce à des données de photomètres à balayage et de magnétomètres au sol, que des accroissements de la pression dynamique du vent solaire en période de  $B_z$  négatif, provoquent un déplacement vers l'équateur de la signature aurorale du cornet et de la fente polaires et des signatures magnétiques typiques d'accroissements de la convection aux latitudes de la fente polaire. De plus, chaque impulsion de pression est parfaitement corrélée avec l'apparition d'une structure aurorale transitoire à la frontière de la calotte polaire dans le secteur de 1000-1400 MLT. Ces structures transitoires sont allongées dans la direction est-ouest et se déplacent vers l'est lorsque  $B_y$  est négatif et vers l'ouest lorsqu'il est positif. Les auteurs en concluent que ces événements auroraux sont stimulés par des accroissements transitoires de la précipitation d'électrons provenant de la magnétogaine, entrant du côté jour de la magnétosphère autour de 1200 MLT. L'apparition de ces précipitations est gouvernée d'une part par l'orientation favorable de l'IMF ( $B_z$  négatif et fort  $B_y$ ) et d'autre part par les impulsions de la pression du vent solaire. Elle est donc probablement liée à de la reconnexion magnétique côté jour, pour laquelle les impulsions de la pression du vent solaire doivent jouer un rôle déclencheur.

En conclusion, différentes signatures transitoires ont été observées dans l'ionosphère côté jour, lors d'impulsions de pression du vent solaire. Si les TCVs ont déjà fait l'objet de plusieurs études expérimentales et de modèles, l'étude d'autres signatures de structures aurorales probablement provoquées par une combinaison entre la reconnexion transitoire et la variation de pression du vent solaire reste à approfondir.

## 2.3 Les arcs auroraux dans le secteur nuit

Les aurores existent tout le long de l'ovale auroral, aussi bien du côté jour que du côté nuit. Du côté jour, elles sont la manifestation directe de la reconnexion sporadique, ce sont les PMAFs déjà étudiés dans le paragraphe 1.1 et elles sont rarement observables à l'œil nu, du fait de l'éclairement solaire. Côté nuit, les aurores sont dues à la dynamo vent solaire-magnétosphère. Elles représentent un des domaines de recherche les plus anciens de la physique des relations Soleil-Terre, du fait de leur observation directe à l'œil nu. Cet axe de recherche est très riche en études de cas, ce qui a permis des études statistiques et des classifications morphologiques des arcs auroraux. De nombreux modèles ont également été proposés pour comprendre les mécanismes d'injection, d'accélération des particules vers l'ionosphère. Dans cette partie, nous allons uniquement nous intéresser aux aurores côté nuit.

### 2.3.1 Description générale des arcs auroraux

Le générateur MHD vent solaire-magnétosphère dissipe une partie de son énergie en se déchargeant dans l'ionosphère, donnant naissance aux aurores polaires (*Akasofu*, 1981). Les aurores sont donc la manifestation visible du couplage côté nuit entre le vent solaire, la magnétosphère et l'ionosphère. Dès les années 60, les aurores font l'objet d'études par fusées et satellites basse altitude, auxquelles s'ajoutent des observations radars dans les années 70. Les rayonnement auroraux émis sont dues à la précipitation de particules qui excitent ou ionisent les constituants atmosphériques. Les raies principales proviennent de l'oxygène : la raie verte à 557.7 nm et la raie rouge à 630 nm et sont aussi observées dans les sursauts lumineux (PMAFs) associés aux FTEs du côté jour. Les aurores se produisent au niveau de l'ovale auroral, essentiellement au dessus de 55° MLAT. On observe deux catégories principales de formes aurorales : l'aurore diffuse sur le bord équatorial de l'ovale auroral et les aurores discrètes encore appelées arcs auroraux du fait de leurs formes souvent très structurées, situées soit dans l'ovale auroral au nord de l'aurore diffuse, soit même dans la calotte polaire. L'aurore diffuse est due à la précipitation directe de particules provenant du bord équatorial de la région de piégeage. Les aurores discrètes sont causées par des électrons et des ions accélérés provenant du feuillet de plasma dans la queue géomagnétique, avec des énergies comprises entre 100 eV et quelques keV, supérieures à celles responsables de l'aurore diffuse. Elles ont le plus souvent une forme de fins rideaux lumineux (figure 2.11), d'extension latitudinale faible comparée à leur extension longitudinale, le long de l'ovale auroral. L'extension latitudinale

d'un arc est généralement comprise entre 1 et 50 km (Franck et Ackerson, 1971 ; Davis, 1978), mais des structures d'arc plus complexes peuvent atteindre une centaine de km (Lin et Hoffman, 1979 ; Jonhson et al., 1998).



Fig. 2.11 : Aurore boréale à Selfoss en Islande, le 15/10/2000 (Film 400 ASA, temps de pose : 30 s).

Les rideaux auroraux sont rarement stables ; ils subissent des plissements à l'échelle de quelques kilomètres. Dans ces plissements, des boucles ou des tourbillons se forment révélant des instabilités. Du côté post-minuit essentiellement, il peut également se former des striations sombres à l'intérieur d'arcs lumineux plus larges et à peu près uniformes, donnant naissance à des systèmes d'arcs discrets, multiples. Ces striations sombres ont été appelées aurores noires par Marklund et al. (1997). Leurs caractéristiques électrodynamiques sont inverses de celles des aurores lumineuses. L'aurore lumineuse est le siège du courant montant, tandis que l'aurore noire est le siège du courant descendant. Enfin, un autre type d'arc est également observé plus spécifiquement dans la calotte polaire en période d'IMF nord et est appelé *aurore theta*. Leur extension principale est alors dans la direction nord-sud magnétique et elles sont créées par la précipitation d'électrons moins énergiques, de l'ordre de 1 keV.



### 2.3.2 Mécanisme de formation des arcs auroraux

Un arc auroral est une structure de faible échelle qui couple localement l'ionosphère à la magnétosphère, grâce à des courants alignés avec le champ magnétique. Longtemps, l'hypothèse selon laquelle un champ électrique le long des lignes de champ magnétique ne pouvait pas exister dans un plasma sans collision (*Axford et Hines*, 1961) a été admise. Cependant, dans le cas de lignes de champ équipotentielles, la grande majorité des électrons magnétosphériques précipitant le long de lignes de champ sont réfléchis par effet miroir avant d'atteindre l'ionosphère. Seuls les quelques électrons contenus dans le cône de perte atmosphérique vont atteindre l'ionosphère et ainsi contribuer au courant montant de l'arc. Le courant maximum associé aux électrons du cône de perte est alors d'environ  $10^{-6} \text{ A.m}^{-2}$ , alors que le courant montant mesuré expérimentalement dans un arc peut atteindre  $3.10^{-5} \text{ A.m}^{-2}$ . On est donc amené à admettre l'existence, au dessus de la zone aurorale côté nuit, de sauts de potentiel  $V_{\parallel}$  le long des lignes de champ magnétique, situés à une altitude d'environ 1 à 2  $R_E$ . Ce saut de potentiel correspond à un champ électrique parallèle montant, qui accélère des électrons magnétosphériques descendants (*Evans*, 1972), sans affecter leur vitesse perpendiculaire. Un plus grand nombre d'électrons va être contenu dans le cône de perte et ainsi augmenter la densité de courant montant. Le maximum de courant est atteint lorsque le saut de potentiel  $V_{\parallel}$  est suffisant pour que la totalité des électrons descendants soit contenue dans le cône de perte. Une étude de *Knight* (1973) montre que des sauts de potentiel  $V_{\parallel}$  compris entre 1 et 10 kV permettent aux courants parallèles montants résultants d'atteindre les densités observées expérimentalement dans les arcs.

L'existence d'un saut de potentiel parallèle implique que les équipotentielles ne sont plus parallèles aux lignes de champ. Elles prennent essentiellement l'une des deux formes : une forme en V ou une forme en S (*Kan et Lee*, 1980, 1981 ; *Heelis et Hanson*, 1981) (figure 2.12). Dans une distribution en S, le potentiel croît ou décroît horizontalement dans la direction nord-sud de manière monotone (*Kan et Lee*, 1980). Un courant parallèle montant est associé à la région d'accélération et un courant descendant est en général attendu pour fermer le circuit, sur un des deux bords (polaire ou équatorial) de la région d'accélération, en fonction du signe de variation du potentiel (figure 2.12-b). Les arcs associés à un potentiel en S sont donc observés dans une région de convection solaire ou anti-solaire, en dehors du renversement de convection à grande échelle, associé à l'OCB (*Heelis et Hanson*, 1981). Dans une distribution en V, le gradient de potentiel (ou le champ électrique) change de signe. La convection associée subit donc un cisaillement (*Kan et Lee*, 1981 ; *Heelis et Hanson*, 1981). Là encore, un courant

parallèle montant est associé à la région d'accélération et un courant descendant est attendu sur chaque bord équatorial et polaire pour fermer le circuit (figure 2.12-a). C'est pourquoi les arcs associés à un potentiel en  $V$  sont principalement observés au niveau du renversement de la convection ionosphérique à grande échelle (Gurnett et Franck, 1973 ; Burch et al., 1976). Dans tous les types d'arcs, les courants parallèles sont fermés dans l'ionosphère par des courants de Pedersen. Les arcs sont généralement associés à des précipitations d'électrons originaires essentiellement de la PSBL (Huang et al., 1984), dont la distribution d'énergie en fonction de la latitude a la forme d'un « V inversé » résultant de la structure de potentiel d'accélération (Gurnett et Franck, 1973 ; Burch et al., 1976 ; Kan et Lee, 1980, 1981 ; Chiu et al., 1981).

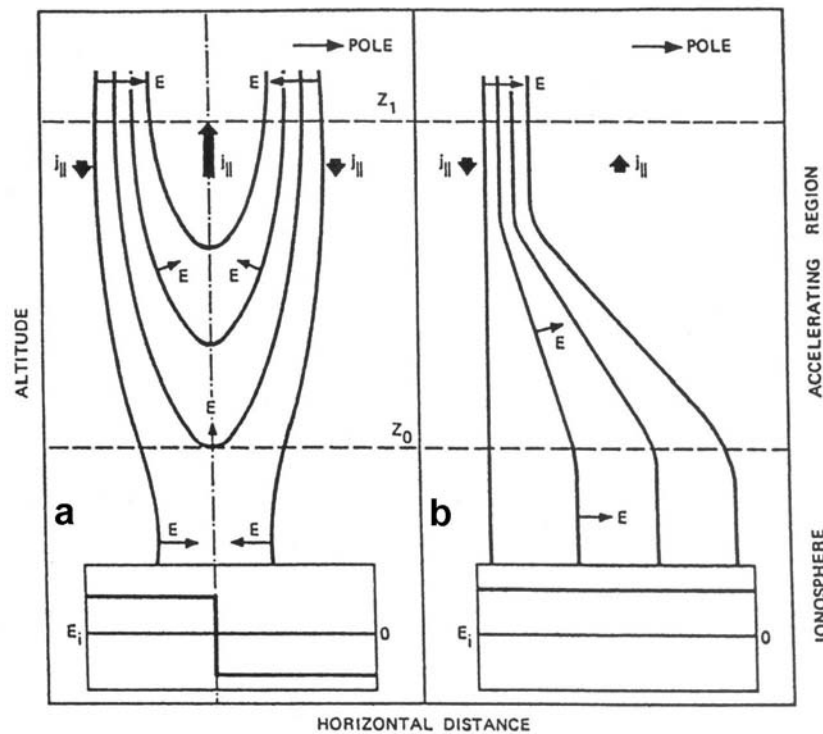


Fig. 2.12 : Structure de potentiel, champ électrique et courants alignés associés à un arc auroral. (a) Structure de potentiel en  $V$ . (b) Structure de potentiel en  $S$  (d'après Marklund et al., 1997).

### 2.3.3 Classification électrodynamique des arcs auroraux

Les deux types d'arcs présentés dans la partie précédente sont très généraux. En réalité, les distributions de potentiel et de courant associées à l'arc peuvent être plus complexes. L'idée de classer les différents types d'arc en fonction de leurs propriétés électrodynamiques est proposée

par de la Beaujardière et al. (1981), suivie par Marklund (1984). Ces classifications reprennent les résultats des diverses études d'arcs menées jusqu'ici par les auteurs eux-mêmes ou par d'autres. Bien que leurs classifications divergent légèrement sur les sous-catégories d'arc, l'idée de base est que le contrôle du courant horizontal à l'intérieur d'un arc résulte soit d'un champ électrique de polarisation, soit de l'existence de courants alignés, conduisant à deux catégories principales d'arcs. En pratique, les arcs réels combinent les deux mécanismes pour assurer la continuité du courant.

Les arcs auroraux sont caractérisés par un courant parallèle montant, porté par les électrons précipitants (Burch et al., 1976). Le champ électrique de convection nord-sud généralement faible à l'intérieur de l'arc peut cependant porter des courants horizontaux intenses, car la conductivité est renforcée du fait de la précipitation d'électrons. Dans le cas d'un champ électrique de convection dirigé vers le nord (sud), la continuité horizontale du courant se fait du côté équatorial (polaire) de l'arc, sous la forme d'un courant perpendiculaire de Pedersen dirigé vers le nord (sud). Ce courant est alimenté par un courant parallèle descendant situé du côté équatorial (polaire) de l'arc, afin d'assurer la continuité du circuit électrique (Opgenoorth et al., 1990). Ces arcs portent le nom d'*arcs de Birkeland* (Marklund, 1984). Le courant descendant de l'arc est situé sur la région de transition entre les fortes et basses conductivités ionosphériques, c'est-à-dire au niveau du gradient de conductivité. En réalité, la continuité du courant au niveau de ce gradient de conductivité ne peut être assurée que par un champ électrique perpendiculaire localisé et dirigé vers le nord (sud), afin que le courant horizontal puisse se fermer par le courant parallèle descendant (Opgenoorth et al., 1990 ; Aikio et al., 1993, 2002). Les principaux porteurs du courant parallèle descendant sont les électrons ionosphériques froids de quelques centaines d'eV accélérés vers le haut (Burke et al., 1980 ; Chiu et al., 1981), par un champ électrique parallèle. Une hypothèse justifiant l'existence d'un tel champ électrique est l'existence de *solitons*, structures non-linéaires observées dans la région de courant descendant adjacente à l'arc lumineux et capables de porter une différence de potentiel importante, jusqu'à 100 V (Ergun et al., 1998). De nombreuses études ont été menées sur l'électrodynamique de ce type d'arcs maintenus essentiellement par les courants alignés (Kinter et al., 1974 ; Burch et al., 1976 ; Aikio et al., 1993, 1995, 2002 ; Johnson et al., 1998 ; Marchaudon et al., 2003b).

Un autre grand type d'arc a également été étudié par de la Beaujardière et al. (1977), Marklund et al., (1982, 1983), Wahlund et Opgenoorth (1989) et Opgenoorth et al. (1990). Il

est caractérisé par un champ électrique de polarisation à l'intérieur de l'arc, dirigé dans le sens opposé au champ électrique de convection. Dans le cas d'un champ électrique de convection dirigé vers le nord (sud), le champ électrique de polarisation est dirigé vers le sud (nord) et annule donc une bonne part du champ électrique de convection. Les courants parallèles s'écoulant sur les bords de l'arc sont par conséquent très faibles (*Opgenoorth et al.*, 1990). Ils portent le nom d'*arcs de polarisation* (*Marklund*, 1984).

La fermeture dans l'ionosphère des arcs de Birkeland nécessite l'existence d'un fort champ électrique localisé. De même, les arcs de polarisation présentent généralement quand même un fort courant montant au niveau de la précipitation de l'arc. Ainsi, la plupart des arcs sont maintenus par une combinaison entre le champ électrique perpendiculaire et les courants alignés (*Evans et al.*, 1977 ; *Aikio et al.*, 1993, 2002 ; *Janhunen et al.*, 2000 ; *Marchaudon et al.*, 2003b), même si l'un des deux mécanismes est prédominant.

Parmi les questions qui se posent concernant l'électrodynamique des arcs auroraux, celle de la fermeture des courants de l'arc dans l'ionosphère, mais également dans la magnétosphère est essentielle. Elle est actuellement un domaine de recherche actif, grâce en particulier à des données expérimentales plus complètes permettant des modélisations à deux dimensions (comme celles de *Amm*, 1995, 1998, 2002) de l'électrodynamiques des arcs (*Janhunen et al.*, 2000 ; *Kosch et al.*, 2000 ; *Aikio et al.*, 2002 ; *Marchaudon et al.*, 2003b). Les mécanismes de formation du saut de potentiel entre la base de la magnétosphère et l'ionosphère constituent également un sujet actif de la recherche actuelle sur les arcs. Les satellites moyenne altitude avec des résolutions temporelles très élevées (comme le satellite FAST), permettent de sonder la région située juste au-dessus du saut de potentiel et donc d'espérer comprendre son mécanisme de formation. Enfin, Cluster permettra peut-être de comprendre l'évolution temporelle des arcs. Dans une des premières études réalisée avec Cluster, *Marklund et al.* (2001) ont ainsi étudié l'évolution temporelle de la structure interne d'un arc. Ils ont mis en évidence que dans la région de courant descendant de l'arc (l'aurore noire), l'évacuation du plasma ionosphérique développe des trous de densité. Pour maintenir la continuité du courant dans l'arc, des porteurs de charges doivent être collectés de plus en plus loin du cœur du courant de retour, entraînant un élargissement de cette zone au cours du temps et modifiant considérablement la redistribution de charge de l'arc global.

## 2.4 Reconnexion magnétique sporadique côté nuit : les BBFs

La physique des BBFs a suivi la même démarche de recherche que celle des FTEs découverts dix ans plus tôt. Les nombreuses observations effectuées avec des instruments ayant de bonnes résolutions temporelles et spatiales, comme le satellite GEOTAIL et des combinaisons d'instruments sol-espace ont permis de développer des modèles des BBFs et d'approfondir le couplage électrodynamique côté nuit entre la magnétosphère et l'ionosphère.

### 2.4.1 Observations initiales des BBFs

Couramment, la reconnexion dans la queue conduit à la formation de jets sporadiques de plasma appelés BBFs (*Angelopoulos et al.*, 1992). Ces BBFs se produisent autour de 0000 MLT et ont pour origine la CPS à des distances supérieures à  $\sim 20 R_E$  de la Terre. Ils se produisent quelque soit le degré d'activité magnétique de la magnétosphère. Ils sont caractérisés par des augmentations transitoires de la vitesse du plasma de la queue (entre 400 et 1000 km.s<sup>-1</sup>), en direction de la Terre, qui durent environ 10 min et dans lesquelles des sous-structures de vitesses très intenses et très rapides sont observées (*Baumjohann et al.*, 1990 ; *Sergeev et al.*, 1990). Chaque BBF est associé à une dipolarisation du champ magnétique, à un chauffage des ions (*Sergeev et al.*, 1990 ; *Angelopoulos et al.*, 1992) et surtout à une diminution de la densité des ions (*Sergeev et al.*, 1996a). La taille transverse (c'est-à-dire dans le plan Y-Z GSM) des BBFs est estimée entre 1 et 3  $R_E^2$  (*Angelopoulos et al.*, 1996 ; *Sergeev et al.*, 1996a). Globalement, les BBFs jouent un rôle important puisque responsables de 60 à 100 % du flux de masse, d'énergie et de flux magnétique vers la Terre dans le secteur nuit (*Angelopoulos et al.*, 1994).

### 2.4.2 Modèle de BBF comme un tube de flux de faible densité

*Sergeev et al.* (1996a) proposent un modèle qualitatif pour les BBFs de période calme. Les signatures caractéristiques d'un BBF (en particulier la faible pression du plasma) peuvent s'expliquer grâce à un tube de flux caractérisé par une diminution de la densité du plasma à l'intérieur, on l'appelle alors bulle de plasma<sup>22</sup>. La propagation de la bulle de plasma est plus rapide que celle du plasma ambiant du fait de la dérive vers la Terre introduite par le champ de polarisation dans la bulle sous-dense (figure 2.13-b), entraînant un cisaillement du champ

---

<sup>22</sup> *Angl.* Plasma Bubble

magnétique et de l'écoulement de plasma en amont du tube. *Sergeev et al.* (1996b) proposent que les cisaillements entre les régions d'écoulement rapide associées aux BBFs et les régions environnantes plus lentes créent deux courants alignés avec le champ, de signes opposés (figure 2.13-a). Ces deux courants connectent de chaque côté le fin filament du BBF à l'ionosphère. La signature ionosphérique correspondante est alors composée de deux vortex de convection de sens opposés (figure 2.13-c).

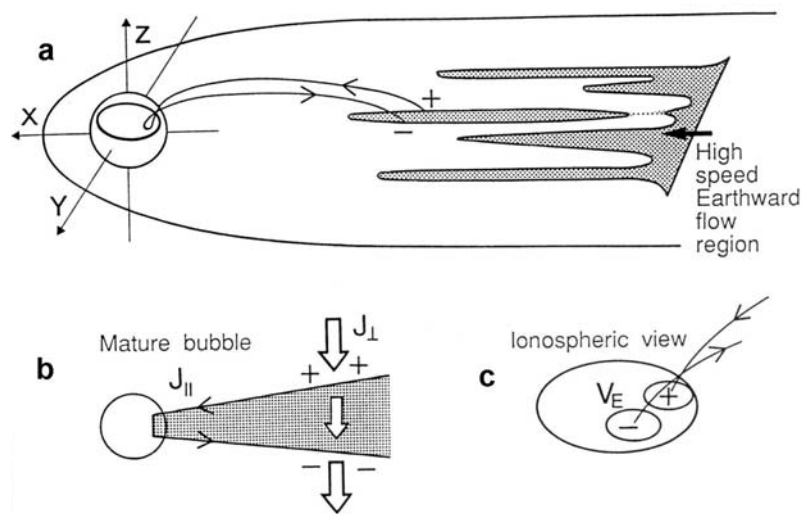


Fig. 2.13 : Représentation schématique d'un sursaut de convection à haute vitesse dans la direction de la Terre, associée à la reconnexion dans la queue. (a) L'écoulement provenant de la queue provient d'une source commune, mais se filamente durant sa convection vers la Terre. (b) Chaque filament est associé à un système de deux courants alignés de sens opposé. (c) Les deux courants créent deux vortex de sens opposé dans l'ionosphère (d'après *Sergeev et al.*, 1996b).

### 2.4.3 Signatures ionosphériques des BBFs

Dans l'ionosphère, différentes signatures de convection dirigées vers l'équateur ont été attribuées aux BBFs, dans des conditions géomagnétiques variées. En période calme ( $B_z$  nord), des sursauts de convection vers l'équateur sont observés. Ils durent quelques minutes et atteignent des vitesses de 800 à 1000  $\text{m.s}^{-1}$ , bien supérieures à celle du plasma ambiant (*Sergeev et al.*, 1990 ; de la Beaujardière et al., 1994 ; Walker et al., 1998 ; Senior et al., 2002). Senior et al. (2002) associent ces sursauts de convection à des spots périodiques de précipitations d'électrons provenant de la CPS. En période de sous-orages, Henderson et al. (1998), puis Fairfield et al. (1999) montrent que des structures aurorales orientées nord-sud se déplaçant vers l'équateur sont également des signatures ionosphériques de BBFs. Ces

structures sont appelées des jets auroraux<sup>23</sup>. *Sergeev et al.* (1996b) et *Kauristie et al.* (2000), observent dans l'ionosphère deux vortex de convection opposée se déplaçant vers le sud et associés à des BBFs. Ce double vortex a la même durée de vie qu'un BBF et son extension ne dépasse pas une heure en temps local, ce qui est en accord avec la taille transverse des BBFs observée dans la magnétosphère (voir la revue sur les signatures ionosphériques des BBFs de *Amm et Kauristie* (2002) et les références citées dedans). Ces observations confortent le modèle de bulle de plasma connectée sur chaque bord par des FACs proposé par *Sergeev et al.* (1996a, 1996b).

L'étude des BBFs est un sujet relativement nouveau de la physique spatiale, pour lequel de nombreuses questions se posent, comme l'identification du mécanisme déclencheur de la reconnexion dans la queue et la différence éventuelle de nature avec un sous-orage.

## 2.5 Conclusion

Toutes les structures de petite ou moyenne échelle décrites dans ce chapitre, contribuent pour une grande part à l'électrodynamique de la magnétosphère. Les processus affectant ces tubes de flux et leur couplage avec l'ionosphère sont contrôlés directement ou indirectement par le vent solaire. Les études multi-instruments sont un bon moyen d'approfondir notre compréhension du couplage entre le milieu interplanétaire, la magnétosphère et l'ionosphère, à ces échelles. Nous allons décrire dans le chapitre suivant les différents instruments que nous avons utilisés et qui sont pertinents dans ce genre d'étude.

---

<sup>23</sup> *Angl.* Auroral streamer

- 3 -

## Les moyens expérimentaux de sondage

Pour étudier le couplage entre le vent solaire, la magnétosphère et l'ionosphère, il faut diagnostiquer aussi complètement que possible et simultanément ces trois régions pour extraire des données, les paramètres les plus pertinents pour l'étude envisagée.

### 3.1 Le vent solaire

Il faut en premier lieu avoir connaissance des paramètres caractéristiques du vent solaire impactant sur la magnétosphère et qui influencent sa configuration. Ces paramètres sont essentiellement le champ magnétique interplanétaire et la pression dynamique du vent solaire. La connaissance du champ magnétique total et de ses composantes, en particulier  $B_y$  et  $B_z$ , permettent d'en déduire le taux et le lieu de reconnexion entre les champs magnétiques interplanétaire et terrestre, et par conséquent la géométrie et l'intensité de la convection magnétosphérique. La pression cinétique du vent solaire sur la face avant de la magnétosphère se déduit de la vitesse  $V_{sw}$  et de la densité  $N_p$  du vent solaire, par la relation :

$$P_{sw} = N_p m_p V_{sw}^2 \quad (3.1)$$

où  $m_p$  est la masse d'un proton. La pression cinétique représente la part principale de la pression totale laquelle détermine les dimensions de la magnétosphère. Les variations de la pression du vent solaire se répercutent ainsi sur l'ensemble de la magnétosphère en modifiant la géométrie des tubes de flux et la distribution des courants magnétosphériques. La vitesse du vent solaire associée éventuellement à l'orientation du champ magnétique, permet également d'évaluer le délai entre la mesure et l'application effective de cette pression sur la magnétopause.



Le satellite ACE (pour Advanced Composition Explorer) lancé en 1997, est situé au point de Lagrange L1, à environ 1,5 millions de km en avant de la Terre (*Stone et al.*, 1998). Un grand avantage du satellite ACE est d'être toujours situé sur l'axe Soleil-Terre ( $Y_{\text{GSM}} \approx Z_{\text{GSM}} \approx 0$ ), contrairement à des orbiteurs terrestres, plus proches en X mais pouvant être fortement décalés en Y et Z et qui par conséquent n'observent pas directement le vent solaire impactant sur la magnétosphère. La position d'ACE est donc idéale pour surveiller les paramètres du vent solaire avant leur impact sur l'environnement terrestre, grâce au magnétomètre (expérience MAG) et à l'analyseur des flux d'électrons et de protons du vent solaire (expérience SWEPAM) embarqués à bord.

### 3.2 La magnétosphère externe

Avec CLUSTER apparaît une nouvelle génération de missions spatiales, comportant plusieurs points de mesure identiques disposés en tétraèdre et orbitant ensemble autour de la Terre (*Escoubet et al.*, 2001). Ces mesures multipoints ont comme intérêt principal de permettre de séparer les variations spatiales et temporelles. Dans le cas de tubes de flux reconnectés, côté jour comme côté nuit, la propriété essentielle du multipoint est de permettre d'étudier le déplacement de la structure, celle-ci croisant successivement chaque satellite avec sa vitesse propre. Ainsi, si le tube est en mouvement, il est possible de déduire sa vitesse de phase, ainsi que ses dimensions transverses. Il est également intéressant de pouvoir déterminer la vitesse de déplacement d'une frontière magnétosphérique, telle que le cornet polaire ou la magnétopause, en réponse à une variation de la pression du vent solaire ou du champ magnétique interplanétaire.

Lancé en 2000, CLUSTER décrit une orbite elliptique entre 4 et 20  $R_E$  avec une période d'environ 58 h. CLUSTER est composé de quatre satellites identiques disposés en tétraèdre, permettant ainsi de faire des mesures in-situ en quatre points de la magnétosphère ou du vent solaire simultanément et ainsi d'étudier les structures à petite échelle spatiale et temporelle. Les échelles des structures sont différentes suivant les régions et les processus étudiés, c'est pourquoi la distance inter-satellite est modifiée à intervalles réguliers (entre 100 km et 1  $R_E$ ). De plus, le tétraèdre se déforme le long de l'orbite pour prendre une forme plus allongée au voisinage du périhélie. Chaque satellite possède à son bord les mêmes expériences, certaines consacrées aux mesures de particules et les autres, aux mesures de champs. Parmi ces expériences, certaines sont particulièrement bien adaptées grâce aux paramètres qu'elles

mesurent, à l'étude des injections de plasma dans la magnétosphère. L'expérience CIS (*Rème et al.*, 2001) permet d'obtenir une distribution énergie/angle d'attaque des ions magnétosphériques majeurs, jusqu'à des énergies de 40 keV/e. L'expérience est constituée de deux détecteurs différents : CODIF et HIA. Le premier possède une résolution angulaire relativement faible ( $\sim 22.5^\circ$ ), mais permet de déterminer la composition en ions du milieu. Le second offre une meilleure résolution angulaire ( $5.6^\circ$ ), mais sans résolution en masse. Les deux premiers moments de la fonction de distribution représentent la densité et la vitesse des ions. L'expérience PEACE (*Johnstone, et al.*, 1997) permet d'obtenir la fonction de distribution des électrons, dont on peut déduire la densité des électrons. L'expérience WHISPER (*Décréau et al.*, 2001) est un sondeur radio-fréquence qui dans le mode passif mesure les émissions naturelles hautes fréquences jusqu'à 80 kHz, en particulier la fréquence plasma du milieu, proportionnelle à la racine carrée de la densité des électrons. L'expérience EFW (*Gustafsson et al.*, 2001) est formée de deux paires d'antennes sphériques déployées dans le plan de rotation du satellite qui permettent de mesurer le champ électrique, les ondes électriques, ainsi que le potentiel du satellite, dont les variations sont proportionnelles aux variations de la densité du plasma. L'expérience EDI (*Paschmann et al.*, 2001) mesure la vitesse de dérive de deux faisceaux d'électrons injectés perpendiculairement au champ magnétique et dont est déduit le champ électrique, ce qui constitue une mesure absolue du champ. Enfin, l'expérience FGM mesure le champ magnétique continu (*Balogh et al.*, 2001), grâce à deux magnétomètres tri-axiaux. Outre son intérêt propre pour la détermination des courants parallèles et des effets diamagnétiques, cette expérience est indispensable à l'interprétation des expériences précédentes en identifiant les directions parallèle et perpendiculaire au champ magnétique.

### 3.3 L'interface magnétosphère-ionosphère

A l'interface entre la magnétosphère et l'ionosphère, il est nécessaire de déterminer les paramètres électrodynamiques d'un tube de flux, c'est-à-dire les courants parallèles, les conductivités et les courants ionosphériques, ainsi que le champ électrique de convection, afin de comprendre et de reconstruire la fermeture du circuit électrodynamique dans l'ionosphère. Grâce à des satellites basse altitude dont les orbites sont quasi-polaires, il est possible d'avoir accès plus ou moins complètement à ces paramètres. Ces satellites sont relativement nombreux et leur période de révolution autour de la Terre est comprise entre 90 et 140 min. Les conjonctions entre au moins deux satellites sont donc relativement fréquentes. Il est ainsi

possible dans ces circonstances de compléter le diagnostic fourni par chacun d'eux ou d'obtenir une description à deux dimensions de la structure étudiée.

En général, ces satellites possèdent des expériences champs et particules et peuvent donc mesurer les champs électrique et magnétique, ainsi que les distributions des particules. On peut déduire des énergies et des flux des électrons précipitants dans l'ionosphère, les conductivités ionosphériques (voir chapitre 8). On peut aussi déduire du champ magnétique mesuré, les courants alignés avec le champ ; il est alors nécessaire de retrancher un modèle de champ magnétique interne, afin de ne garder que les perturbations magnétiques  $\delta\mathbf{B}$  liées aux sources externes comme les courants magnétosphériques. Il est ensuite possible de déduire les courants parallèles  $J_{//}$  particulièrement accessibles compte tenu de l'orbite quasi-polaire du satellite, grâce à la loi d'Ampère (voir Annexe A pour une description complète de la méthode) :

$$J_{//} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \delta\mathbf{B} \quad (3.2)$$

Les satellites magnétiques ne possèdent à leur bord que deux magnétomètres : un tri-axial et un scalaire nécessaires pour mesurer l'intensité et les composantes du champ magnétique. Ces satellites ont pour but principal la cartographie du champ magnétique interne de la Terre ; c'est le cas des satellites danois Ørsted et allemand CHAMP. Ørsted a été lancé en 1999 avec une orbite moyenne à environ 600 km d'altitude (*Stauning et al.*, 2001) et CHAMP a été lancé en 2000, avec une orbite moyenne à environ 300 km d'altitude (*Reigber et al.*, 2002). D'autres satellites sont d'un plus grand intérêt magnétosphérique car plus complets sur le plan expérimental. C'est le cas des satellites américains FAST et DMSP. FAST a été lancé en 1996, sur une orbite elliptique entre environ 350 et 4100 km. Il a pour but principal, l'étude avec une haute résolution spatio-temporelle, des structures de plasma de petite échelle, des zones aurorales et des mécanismes d'accélération des particules qui causent les aurores (*Carlson et al.*, 1998). Il possède à son bord, un magnétomètre tri-axial pour la mesure du champ magnétique, trois paires d'antennes orthogonales pour la mesure du champ électrique, des détecteurs d'ions et d'électrons pour reconstruire les distributions à deux dimensions des particules. Depuis 1965, de nombreux satellites militaires DMSP ont été successivement lancés autour de la Terre et aujourd'hui 4 sont en opération avec quasiment tous la même altitude moyenne de révolution, comprise entre 800 et 850 km. Ils emportent à leur bord entre autres, des détecteurs d'ions et d'électrons et un magnétomètre. L'intérêt principal des satellites DMSP est d'identifier de manière systématique certaines frontières, dont la position de l'ovale

auroral, ainsi que l'intensité et la distribution en énergie des particules précipitées.

Les satellites américains POLAR et IMAGE possèdent entre autres à leur bord, des caméras permettant d'obtenir des images 2D de l'ovale auroral complet dans le domaine du visible (POLAR), de l'ultraviolet lointain (POLAR et IMAGE) et extrême (IMAGE). Situés à des altitudes atteignant quelques rayons terrestres POLAR (Hoffman, 1997) et IMAGE (Burch, 2000) permettent de décrire l'évolution temporelle des précipitations de l'ovale auroral et ainsi de suivre la réponse globale de la magnétosphère à des variations des paramètres du vent solaire.

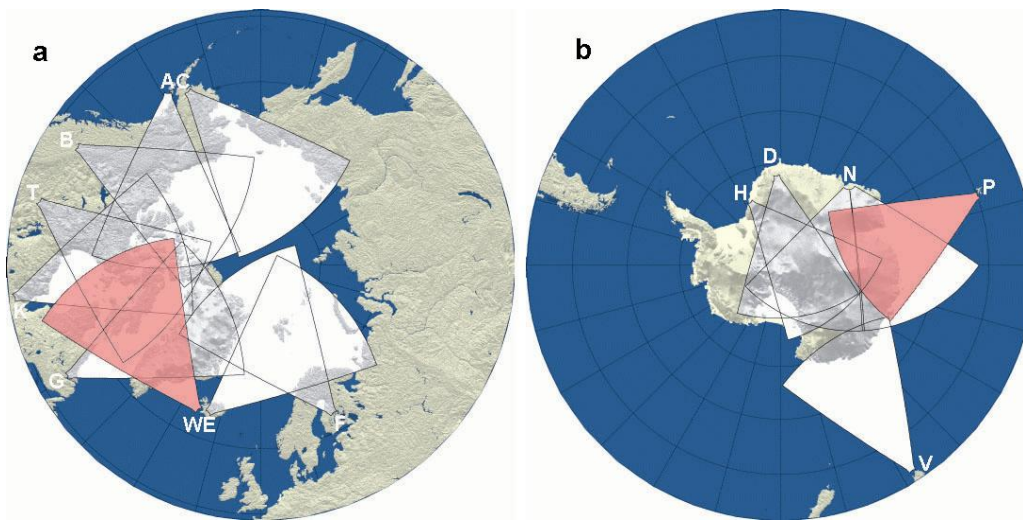


Fig. 3.1 : Les champs de vue des radars SuperDARN. (a) dans l'hémisphère nord. (b) dans l'hémisphère sud. Les champs de vue des radars français en Islande (W) et aux Iles Kerguelen (P) sont représentés en rouge.

### 3.4 L'ionosphère

Pour comprendre toutes les facettes du couplage du système vent solaire-magnétosphère-ionosphère, essentiellement comment le circuit électrodynamique se ferme dans l'ionosphère, il faut également mesurer les paramètres ionosphériques, comme le champ électrique ou les courants horizontaux. Il est ainsi possible de suivre les variations temporelles ou de décrire la structure spatiale de la convection, comme par exemple lors d'une reconfiguration complète de la géométrie de convection ou lors de déplacements des frontières magnétosphériques consécutives à des changements du champ magnétique interplanétaire ou de la pression dynamique du vent solaire. Ainsi les satellites basse altitude (avec un défilement rapide), les

radars ionosphériques et les magnétomètres au sol permettent de sonder quasiment en continu des régions étendues de l'ionosphère ou de la basse magnétosphère et d'en suivre les variations temporelles, contrairement aux possibilités offertes par un satellite situé en un point que l'on peut considérer comme fixe, de la magnétosphère externe.

## SUPERDARN PARAMETER PLOT

Kerguelen - 03:35 UT

16 Nov 2001

Scan mode (151)

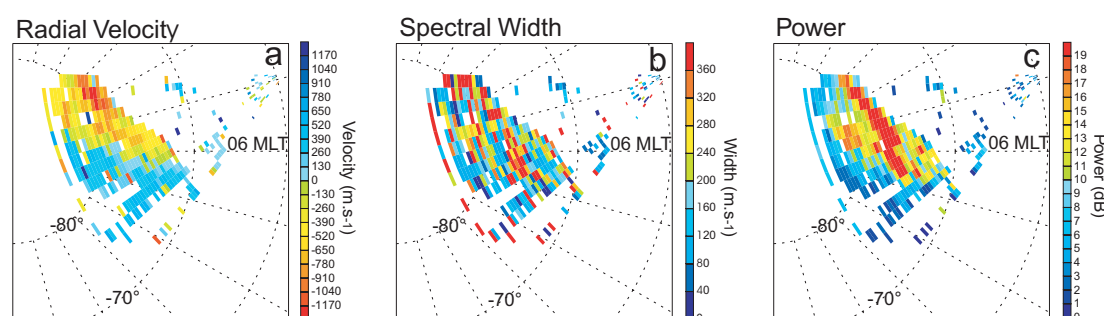


Fig. 3.2 : Exemple de cartes instantanées (a) de vitesse radiale, (b) de largeur spectrale, (c) de puissance rétrodiffusée du signal, mesurées par le radar SuperDARN français de Kerguelen dans l'hémisphère sud, en fonction de la latitude magnétique et du temps magnétique local. On notera que dans cette représentation, les directions est et ouest sont inversées par rapport à l'hémisphère nord.

### 3.4.1 Les radars Haute Fréquence SuperDARN

Il existe deux catégories de radars qui peuvent être utilisés pour le sondage ionosphérique des zones aurorale et polaire. Les radars à diffusion incohérente (comme ESR et EISCAT) donnent accès à plusieurs paramètres ionosphériques : la densité ionique, les températures ionique et électronique et la vitesse du plasma. Le faisceau de ce type de radars est orientable mécaniquement, ce qui ne leur permet pas de décrire la structure horizontale à deux dimensions de l'ionosphère avec une bonne résolution temporelle. A l'inverse, les radars Haute Fréquence (HF) entre 3 et 30 MHz ne mesurent que la vitesse du plasma et peuvent balayer rapidement (en moins de 2 minutes), une grande couverture spatiale. Nous allons essentiellement nous intéresser à ce second type de radar.

*Principe de fonctionnement* – Le principe de mesure de ces radars est basé sur la rétrodiffusion des ondes électromagnétiques sur des irrégularités de densité électronique. La condition de rétrodiffusion du signal émis est le parallélisme entre le vecteur d'onde du signal incident et le vecteur d'onde des irrégularités. Les irrégularités dans la région F sont

essentiellement créées par l'instabilité de dérive de gradient dont le vecteur d'onde est perpendiculaire au champ magnétique à cause de la forte conductivité parallèle du plasma. En effet, le rapport  $\lambda_{//}/\lambda_{\perp}$  des longueurs d'onde parallèle et perpendiculaire au champ magnétique est égal au rapport  $\sqrt{\sigma_{//}/\sigma_P}$  des conductivités parallèle et Pedersen, rapport qui est très supérieur à 1 dans les régions E et F (Kelley, 1989). Cette condition de rétrodiffusion est satisfaite pour les ondes HF dans les régions E (entre 90 et 130 km) et F (au dessus de 150 km) où la réfraction ionosphérique amène le vecteur d'onde au voisinage de l'horizontale. La vitesse de phase des irrégularités (qui est le véritable paramètre mesuré) par rapport au plasma est très faible ; c'est pourquoi la détermination de la vitesse du plasma dans la région F est très fiable.

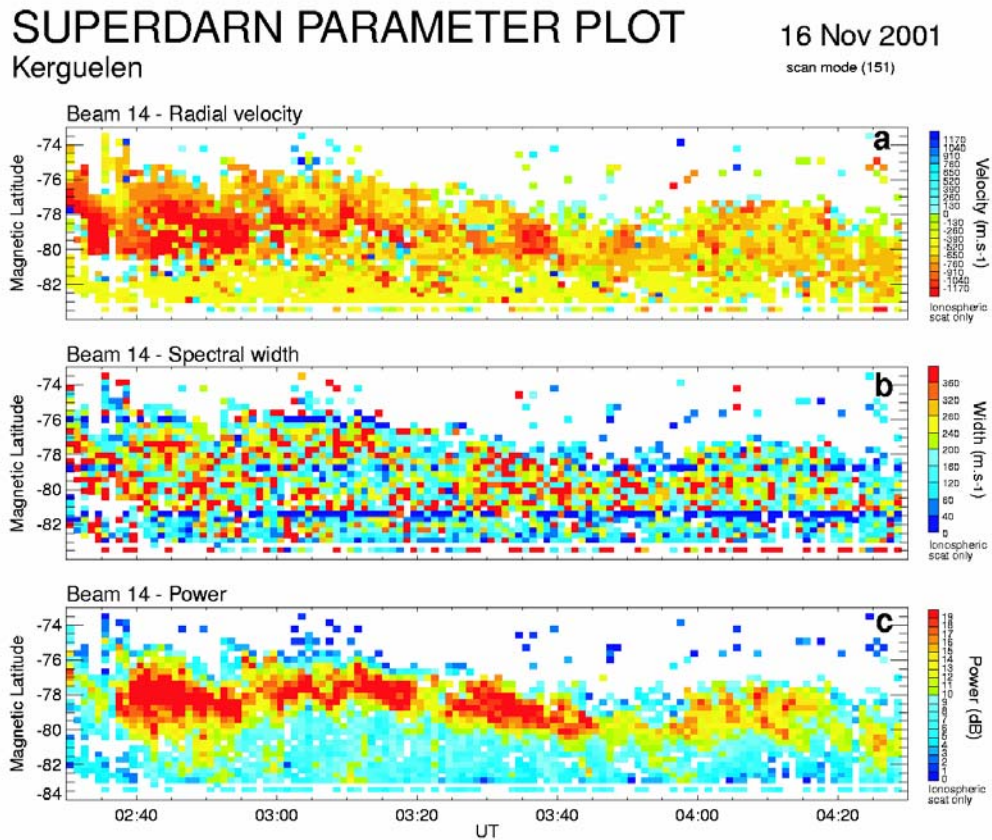


Fig. 3.3 : Diagramme en fonction du temps universel et de la latitude magnétique, (a) de la vitesse radiale, (b) de la largeur spectrale, (c) de la puissance rétrodiffusée du signal, du faisceau 14 du radar SuperDARN français de Kerguelen dans l'hémisphère sud.

*Programme SuperDARN* - Le programme international SuperDARN<sup>24</sup> est constitué dans chaque hémisphère, d'une chaîne en longitude de radars HF sondant l'ovale auroral (Greenwald *et al.*, 1995). Au total, 9 radars sont installés dans l'hémisphère nord (figure 3.1-a) et 6 dans l'hémisphère sud (figure 3.1-b). Chaque radar appartient à un pays ou à un groupement de pays, la France possède ainsi deux radars, un dans chaque hémisphère : le radar de Stokkseyri en Islande et le radar des îles de Kerguelen. Ils sont représentés en rouge sur la figure 3.1. Tous les radars peuvent émettre des signaux entre 8 et 20 MHz et l'aérien principal est constitué de 16 antennes permettant d'obtenir un faisceau étroit en azimut d'environ  $3,3^\circ$ . Le faisceau balaye successivement 16 directions différentes, permettant une large couverture azimutale d'environ  $53^\circ$  et se décompose en 70 cellules de 30 à 45 km de longueur, permettant au radar de sonder à des distances supérieures à 3000 km. En mode normal de fonctionnement, les mesures dans chaque direction de faisceau sont intégrées sur environ 7 s, permettant un balayage complet en 2 min. Cependant, des modes de fonctionnement spéciaux permettent d'améliorer la résolution temporelle du radar, où un balayage est alors réalisé en 1 min ou 30 s, ou moins lors de balayages partiels.

*Paramètres mesurés* – A partir de la mesure brute de la fonction d'autocorrélation du signal rétrodiffusé dans chaque cellule, on déduit les paramètres physiques que sont la vitesse radiale du plasma, la largeur spectrale et la puissance du signal rétrodiffusé. Deux formats de visualisation des données sont utilisés. Le premier correspond à des cartes représentant la valeur instantanée (à l'échelle d'un balayage) d'un paramètre, permettant une description des structures spatiales. Le second correspond à des diagrammes temps-distance où sont représentés les paramètres provenant d'un faisceau déterminé. Dans chaque type de visualisation, les coordonnées géographiques ou magnétiques ramenées au pied de la ligne de champ (coordonnées AACGM, Baker *et Wing*, 1989) peuvent être utilisées. L'amplitude de chaque paramètre est codée en couleur ; pour la vitesse du plasma qui est le paramètre le plus pertinent, les vitesses négatives associées à des vitesses s'éloignant du radar sont codées du vert au rouge et les vitesses positives associées à des vitesses s'approchant du radar sont codées en bleu. La figure 3.2 montre les cartes en coordonnées magnétiques de la vitesse radiale (panneau a), de la largeur spectrale (panneau b) et de la puissance (panneau c) du radar de Kerguelen, le 16 novembre 2001 à 03:35 TU. Sur cet exemple, dans le secteur de 1500-1700 MLT, de fortes vitesses s'éloignant du radar sont observées sur la carte de vitesse radiale de

---

<sup>24</sup> *Angl.* Super Dual Auroral Radar Network



Kerguelen (figure 3.2-a), elles correspondent à la signature ionosphérique du cornet polaire, caractérisées par des vitesses entrant dans la calotte polaire. La figure 3.3 présente un exemple de diagramme temps-distance pour la vitesse radiale (panneau a), pour la largeur spectrale (panneau b) et pour la puissance (panneau c), pour le faisceau 14 du radar de Kerguelen, sur la période 02:30-04:30 TU du 16 novembre 2001. Des sursauts de convection très rapides se dirigeant vers le pôle sud, sont observés (figure 3.3-a) et correspondent probablement à des signatures ionosphériques de FTEs, dans le cornet polaire. La région des sursauts de convection est également caractérisée par une forte puissance du signal rétrodiffusé (figure 3.3-c). La distribution des fortes largeurs spectrales est beaucoup plus aléatoire (figure 3.3-b).

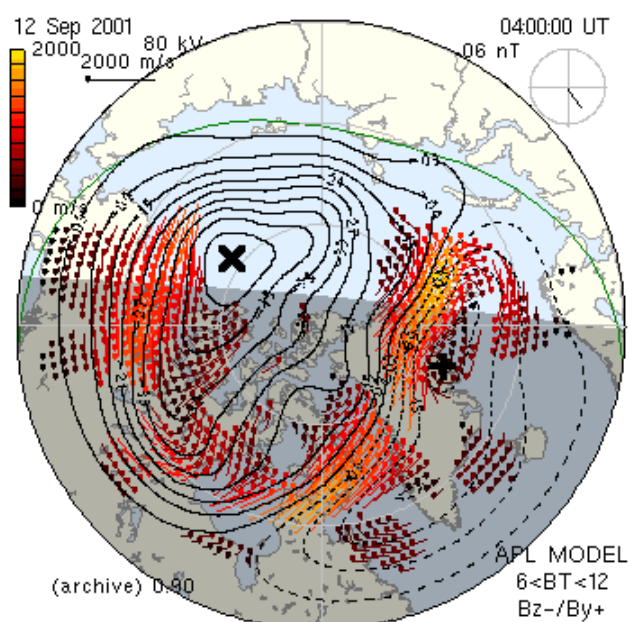


Fig. 3.4 : Carte des vecteurs vitesse instantanés obtenue en temps réel, à partir des vitesses radiales des radars SuperDARN dans l'hémisphère nord.

*Calculs de vecteurs vitesse* - La vitesse mesurée par chaque radar est la projection du vecteur vitesse sur la direction du faisceau. Cependant, les radars sont appariés (figure 3.1) et sur la partie commune de leur champ de vue, il est possible de reconstruire les vecteurs vitesses à partir des vitesses radiales mesurées par chaque radar au point de croisement des deux faisceaux. Les vecteurs obtenus sont souvent peu nombreux, car l'algorithme requiert des mesures simultanées sur la même cellule par chaque radar. C'est pourquoi il est nécessaire de moyenner les données radiales sur plusieurs balayages, pour disposer de suffisamment de vecteurs. Il est ainsi évident que les vecteurs de convection moyennés sur des temps



relativement longs seront mieux adaptés à l'étude des structure de convection de relativement grande échelle et dont l'échelle de temps de variation est supérieure à plusieurs minutes. Pour étudier les structures de moyenne échelle dont les variations temporelles sont plus rapides, telles que les signatures de FTEs, d'arcs ou de BBFs, il est alors nécessaire d'utiliser les données de vitesse radiale.

*Modèle de convection globale* - Le nombre des radars dans l'hémisphère nord étant conséquent, une bonne couverture spatiale et temporelle y est assurée. Un logiciel permet d'obtenir en temps réel, la carte de convection globale à partir des données de vitesse radiale des différents radars (figure 3.4). Pour cela, les données de vitesses radiales sont filtrées et projetées sur un grille polaire. Les mesures en ces points de grille servent à déterminer la distribution de potentiel électrostatique, en l'ajustant à un développement en harmoniques sphériques à l'ordre 8. Les lignes équipotentielles représentent les lignes d'écoulement du plasma. Lorsque les mesures de vitesses radiales ne sont pas disponibles et afin d'éviter la divergence du calcul, les informations provenant du modèle statistique de *Ruohoniemi et Greenwald* (1996) qui dépendent des données de l'IMF, sont introduites. Une version de ce modèle applicable à l'hémisphère sud est actuellement en cours de développement. Un sous-produit de cette modélisation est le potentiel à travers la calotte polaire. Il représente la différence de potentiel entre les deux cellules de convection. Ce potentiel est un bon indicateur de la quantité d'énergie s'écoulant à travers le système magnétosphère-ionosphère et permet de décrire l'état global de la magnétosphère, en caractérisant le taux de reconnexion.

### 3.4.2 Les magnétomètres au sol

Plusieurs chaînes de magnétomètres sont installées essentiellement dans la zone aurorale de l'hémisphère nord, comme la chaîne IMAGE en Scandinavie, la chaîne CANOPUS au Canada ou les chaînes danoises du Groenland. Une chaîne de magnétomètres permet d'obtenir un jeu de vecteurs à trois dimensions de la perturbation magnétique, en fonction du temps. A partir de cet ensemble, on reconstruit le courant horizontal équivalent s'écoulant dans l'ionosphère. Dans ce courant équivalent, les courants induits dans la Terre qui peuvent légèrement modifier les perturbations magnétiques mesurées, ne sont pas retranchés, de même que les courants alignés. La distribution de courant horizontal équivalent est cependant un paramètre important car elle permet de décrire la dynamique de l'ionosphère. En effet, ce sont les courants de Hall opposés à la convection qui créent la part la plus importante de la perturbation mesurée par les magnétomètres.

Même si les mesures de chaque magnétomètre sont ponctuelles, elles intègrent les effets des courants sur une grande région (~100-200 km) ; c'est pourquoi l'identification de phénomènes ionosphériques d'échelle inférieure est difficile. Une autre limitation est la distance relativement grande entre les stations conduisant à une distribution spatiale des courants horizontaux équivalents relativement lissée, limitant l'accès à des structures d'échelle spatiale faible.

<u>Instrument</u>	<u>Région sondée</u>	<u>Paramètre mesuré</u>	<u>Couverture spatiale</u>	<u>Résolution spatiale utilisée</u>	<u>Résolution temporelle utilisée</u>
Satellite ACE	Milieu Interplanétaire	* IMF * Pression du vent solaire	ponctuel - point de Lagrange L1	-	~16 à 64 s
Satellite CLUSTER	Magnétosphère Magnétogaine	* Champs * Particules	3-D - tétraèdre : 100 - 10000 km	Apogée : ~100 à 10000 km Périgée : ~20 km	Champ B : ~0,125 s Champ E : ~1 s Particules : ~4 s
Satellite magnétique basse altitude (ØRSTED, CHAMP)	Basse Magnétosphère	* Courants parallèles	1-D - le long de l'orbite	~30 - 40 km	~5 s
Satellite basse altitude (DMSP, FAST)	Basse Magnétosphère	* Champs * Particules	1-D - le long de l'orbite	~5 - 8 km	Champ B : ~0,03 s Champ E : ~0,008 s Particules : ~1 à 3 s
Satellite IMAGE et POLAR	Ionosphère	* Aurores (précipitations)	2-D - ovale auroral entier	~1 à 50 km (fn de l'altitude, du satellite)	~30 s à 2 min
Radars SuperDARN	Ionosphère	* Convection	2-D - couverture: 4 x 10 <sup>6</sup> km <sup>2</sup>	Distance : ~30 - 45 km Azimut : ~100 km	~30 s à 2 min
Réseau de magnétomètres au sol (IMAGE - CANOPUS)	Ionosphère	* Courants horizontaux équivalents	2-D - couverture: 9 x 10 <sup>6</sup> km <sup>2</sup>	~100 - 200 km	~1 à 10 s

Tab. 3.1 : Résumé des paramètres mesurés et les couvertures spatiale et temporelle des différents instruments diagnostiquant le vent solaire, la magnétosphère et l'ionosphère.

### 3.5 Conclusion

Les caractéristiques des différents instruments présentés dans ce chapitre, sont résumées dans le tableau 3.1. Des études réalisées à partir de conjonctions entre plusieurs instruments permettent d'avoir accès simultanément aux signatures d'un même processus dans le vent solaire, la magnétosphère et l'ionosphère et ainsi de comprendre comment ces différentes

régions sont couplées entre elles. Cependant dans une conjonction, la comparaison entre les données de différents instruments n'est pas toujours facile, car les paramètres mesurés par les différents instruments sont généralement différents. De plus, les instruments ont des résolutions spatiales et temporelles différentes. Le lissage des données est donc différent d'un instrument à l'autre.

## **- Partie II -**

### **Dynamique du système magnétosphère–ionosphère, côté jour**

La magnétosphère du côté jour est très dynamique. Certaines études ont montré que de la reconnexion pulsée au niveau de la magnétopause existe même en période d'IMF et de pression du vent solaire stables, lorsque  $B_z$  est négatif (Lockwood *et al.*, 1989). Cet aspect dynamique est amplifié par le fait que du côté jour, toutes les variations du champ magnétique interplanétaire ou de la pression du vent solaire se répercutent immédiatement sur la configuration de la magnétosphère. Souvent l'IMF et la pression varient simultanément et il est difficile de déterminer la responsabilité de chacun d'eux dans les variations subies en retour par la magnétosphère (Roelof *et Sibeck*, 1993). Les paramètres dominants de contrôle de la magnétosphère sont la pression du vent solaire et les composantes  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF. Les signatures observées dans la magnétosphère et dans l'ionosphère lors d'une impulsion de la pression ou de la rotation de la composante  $B_z$  de l'IMF présentent des caractéristiques semblables. C'est le cas pour le déplacement identique de la position de certaines frontières magnétosphériques. Un déplacement vers l'équateur du cornet polaire est observé aussi bien lorsque  $B_z$  devient négatif (Burch, 1972) que lorsque la pression du vent solaire augmente (Newell *et Meng*, 1994 ; Sandholt *et al.*, 1994). Les signatures magnétosphériques et ionosphériques associées à des FTEs en période de  $B_z$  négatif et associées à des impulsions de pression sont également difficiles à différencier. Dans les deux cas, des signatures magnétiques bipolaires à la magnétopause (Sibeck *et al.*, 1989), des sursauts de convection ionosphérique (Sibeck *et Croley*, 1991) ou d'émissions aurorales (Sandholt *et al.*, 1994) sont observées. Il est ainsi intéressant de comprendre comment et avec quelles échelles de temps et d'espace, les variations de différents paramètres du vent solaire affectent la configuration de la

magnétosphère et surtout de chercher à caractériser l'effet de chacun d'eux pris séparément.

Dans cette partie, nous avons cherché à élucider, à partir d'études de cas, de quelles manières et avec quelles échelles spatiales et temporelles, la magnétosphère et l'ionosphère du côté jour répondent à différentes formes de variations de l'IMF ou de la pression du vent solaire. Les deux premières études de cas portent sur les réponses dynamiques à différentes échelles, du système magnétosphère-ionosphère côté jour, sous l'effet de variations de l'IMF. Le premier cas d'étude, le 17 mars 2001 (chapitre 4), présente la première comparaison quantitative de vitesses de plasma dans le cornet polaire et de vitesses de phase de FTEs, mesurées simultanément dans la magnétosphère et dans l'ionosphère, lors d'un retournement des composantes  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF. Le second cas d'étude, le 30 août 2001 (chapitre 5), permet la quantification du mouvement des différentes frontières magnétosphériques du côté jour, en réponse à des variations de la composante  $B_z$  de l'IMF. Enfin, la dernière étude de cas, le 14 juillet 2001 (chapitre 6), présente la réponse du système magnétosphère-ionosphère côté jour à des impulsions de la pression du vent solaire et permet de montrer que ces impulsions peuvent être le facteur de déclenchement des FTEs à la magnétopause.

- 4 -

## Réponse à une rotation de l'IMF : le cas du 17 mars 2001

Le 17 mars 2001, une rotation de l'IMF dans le plan (YZ) GSM durant une courte période entraîne une rotation momentanée de la vitesse de convection dans le cornet polaire et déclenche des injections de particules depuis la magnétogaine, observées simultanément dans la magnétosphère par Cluster et dans l'ionosphère par SuperDARN. Cette étude fait l'objet d'un article actuellement sous presse (*Annales Geophysicae*), présenté en Annexe 1. Dans l'article présentant ce travail, nous avons comparé quantitativement les vitesses de convection, ainsi que les vitesses de phase et les tailles de trois structures d'injections observées dans les deux régions par Cluster et SuperDARN, durant la période de rotation de l'IMF. Nous présenterons ci-dessous les résultats essentiels de cette étude. Nous développerons également certains aspects qui ont été peu explicités dans l'article, par manque de place, en particulier la méthode de projection des vitesses magnétosphériques dans l'ionosphère.

### 4.1 Géométrie de la conjonction et conditions interplanétaires

Durant la période janvier-avril 2001, le périégée de l'orbite des satellites Cluster est situé du côté nuit. Lorsqu'ils traversent le cornet polaire, ils sont situés à haute altitude (8-9  $R_E$ ) et sont dans une configuration tétraédrique, dans laquelle Cluster-3 est en retard de quelques minutes sur l'orbite par rapport aux trois autres satellites. Le 17 mars 2001, les satellites Cluster se déplacent depuis le pôle nord vers le nez de la magnétosphère et rencontrent le cornet polaire de haute altitude entre 05:05 et 06:50 TU et autour de 1130 MLT, comme le montre le figure 4.1-a. Durant leur traversée du cornet polaire, la projection ionosphérique des 4 satellites Cluster reste quasiment fixe autour de 78° MLAT et de 1130 MLT. Elle est située sur les champs de vue des radars de Thikkvibaer et d'Hankasalmi, qui observent la signature

ionosphérique du cornet polaire (Figure 4.1-b).

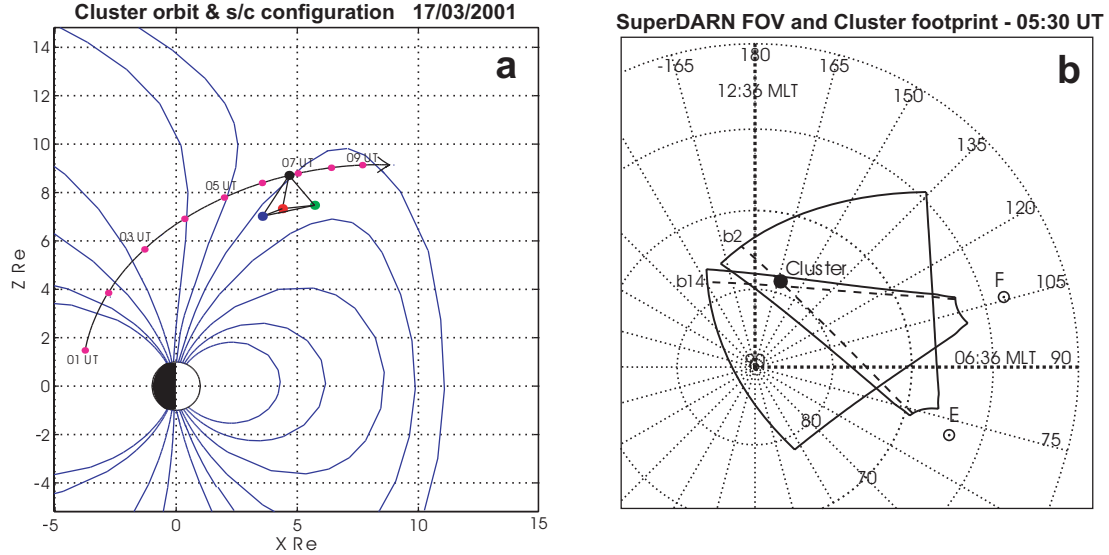


Fig. 4.1 : Événement du 17/03/2001 (a) Schéma de la projection de l'orbite de Cluster-1 (ligne noire) dans le plan XZ GSM, sur la période 01:00-09:00 TU, le 17 mars 2001. Les points roses le long de l'orbite sont séparés par 1h TU. La configuration du tétraèdre Cluster est représentée vers 06:45 TU, chaque satellite étant représenté par un point coloré (C1-noir, C2-rouge, C3-vert, C4-bleu). La séparation entre les satellites a été agrandie d'un facteur 10. Quelques lignes magnétosphériques (lignes bleues) ont également été tracées. (b) Champs de vue communs en coordonnées magnétiques des radars SuperDARN d'Hankasalmi (F) et de Thikkvibaer (E), représentés à 05:30 TU. Le faisceau 14 d'Hankasalmi et le faisceau 2 de Thikkvibaer sont superposés aux champs de vue (lignes pointillées), ainsi que la projection de Cluster (point noir).

Les paramètres du vent solaire mesurés par le satellite ACE sont tracés sur la figure 4.2 entre 04:40 et 06:30 TU, correspondant globalement à la période où Cluster est situé dans le cornet polaire de haute altitude. Ils sont décalés de 86 minutes, pour prendre en compte le temps de propagation jusqu'à l'ionosphère. Ce délai est déterminé à plus ou moins 5 minutes car la vitesse du vent solaire est très faible ( $\sim 290 \text{ km.s}^{-1}$ ), ce qui accroît les incertitudes de détermination du temps de propagation. La pression du vent solaire (non montrée) est très faible, inférieure à 0,5 nPa. La composante  $B_x$  de l'IMF oscille autour de 0 nT avant 05:15 TU, puis devient positive autour de 2 nT (figure 4.2-a). Les composantes  $B_y$  et  $B_z$  sont globalement positives et oscillent faiblement autour de 3 nT (figure 4.2-b et -c), excepté entre 05:20 et 05:50 TU, où elles font une incursion négative et atteignent simultanément un minimum de -5 nT pour  $B_y$  et de -2 nT pour  $B_z$ .

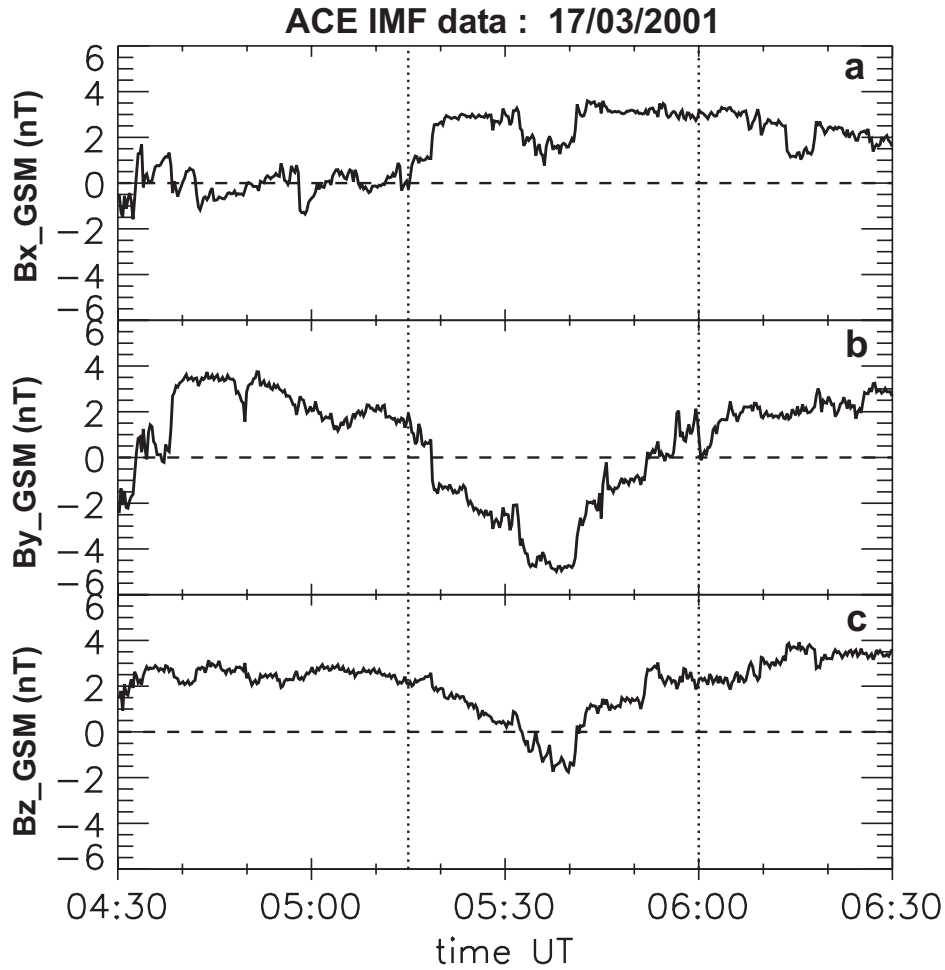


Fig. 4.2 : Événement du 17/03/2001. Champ magnétique interplanétaire mesuré par ACE, le 17 mars 2001, sur la période 04:30-06:30 TU. Les données sont décalées de 86 minutes, pour prendre en compte le délai entre le satellite et l'ionosphère. Les panneaux (a), (b), (c) montrent respectivement les composantes  $B_x$ ,  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF en coordonnées GSM. Les lignes pointillées encadrent la période durant laquelle les composantes  $B_y$  et  $B_z$  s'inversent.

## 4.2 Particules et champ : Cluster

Entre 05:05 et 06:50 TU, Cluster est situé dans le cornet polaire à haute altitude. La figure 4.3 présente les données des ions et du champ magnétique des expériences CIS et FGM de Cluster-1, sur l'intervalle 05:15-06:00 TU encadrant l'inversion des composantes  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF. Les panneaux de la figure 4.3 présentent du haut vers le bas: le module du champ magnétique, la densité CIS des ions, la vitesse parallèle des ions, la vitesse perpendiculaire projetée dans le plan XY GSE et le spectrogramme énergie-temps des ions  $H^+$  dans la direction



parallèle. Entre 05:15 et 06:00 TU, la densité ionique fluctue entre 5 et 15  $\text{cm}^{-3}$  et l'énergie parallèle moyenne des ions est de 300 eV, qui sont des valeurs typiques observées dans le cornet polaire externe. La position du cornet polaire est également située à très haute latitude, entre 79 et 81° MLAT, ce qui est caractéristique d'un cornet polaire de  $B_z$  nord. Avant 05:25 TU, les observations de Cluster et SuperDARN ne sont pas conjuguées. Par conséquent, nous n'allons étudier que la période 05:25-05:54 TU. Cette période est décomposée en trois sous-intervalles, déterminés en fonction du signe de la composante matin-soir (ouest-est) de la vitesse perpendiculaire des ions, qui suit précisément les variations de la composante  $B_y$  de l'IMF. Les sous-intervalles sont numérotés de 1 à 3 et délimités par les lignes verticales noires sur la figure 4.3.

Entre 05:25 et 05:36 TU (intervalle 1 sur la figure 4.3), la vitesse de convection perpendiculaire des ions est relativement faible, inférieure à 20  $\text{km.s}^{-1}$  et est dirigée vers le matin. La densité des ions est faible ( $\sim 6\text{-}7 \text{ cm}^{-3}$ ) et l'amplitude du champ magnétique reste relativement stable, ce qui est typique d'une période calme. Cet intervalle correspond à une phase de transition dans le cornet polaire, associée à la période où l'IMF commence à passer d'une orientation soir-nord vers une orientation matin-sud.

Entre 05:36 et 05:46 TU (intervalle 2 sur la figure 4.3), la vitesse perpendiculaire tourne vers le soir et augmente, atteignant plus de 50  $\text{km.s}^{-1}$ . Elle subit de nombreuses fluctuations en amplitude et en direction. De nombreuses perturbations sont également observées sur le module du champ magnétique. La densité des ions augmente et présente de nombreux pics. On remarque plus précisément trois intensifications successives de la vitesse perpendiculaire vers le soir, à 05:38, 05:40 et 05:43 TU. Chacune s'accompagne d'une légère augmentation de la vitesse parallèle descendante des ions et d'une diminution de l'amplitude totale du champ magnétique. Ces observations sont caractéristiques d'injections de plasma depuis la magnétopause. Elles sont identifiées sur la figure 8 de l'article présenté en Annexe 1. Elles se produisent durant la période où l'IMF est dirigé vers le matin et le sud, favorisant l'entrée de plasma au niveau du flanc matin de la magnétopause.

Entre 05:46 et 05:54 TU (intervalle 3 sur la figure 4.3), la vitesse perpendiculaire tourne de nouveau vers le matin. Les ions et le champ magnétique présentent des caractéristiques similaires à celles de l'intervalle 1. Cependant, les vitesses des ions y sont plus élevées. La densité montre une augmentation plus globale et continue. L'énergie moyenne des ions diminue légèrement et les flux sont moins structurés en temps. Cet intervalle est associé au

retour à un IMF dirigé vers le soir et le nord.

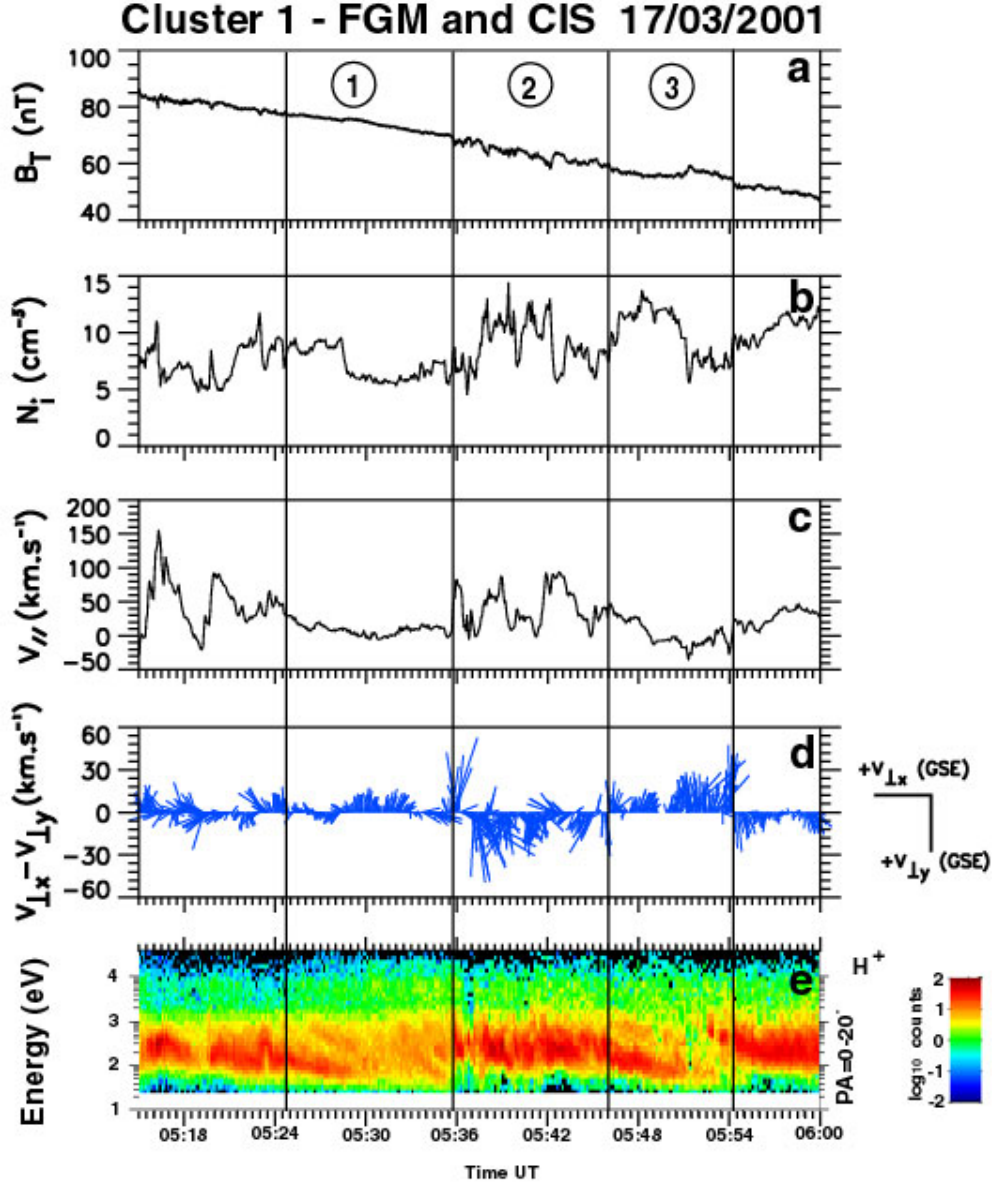


Fig. 4.3 : Événement du 17/03/2001. Données FGM et CIS de Cluster-1, pour la période 05:15-06:00 TU, décomposée en trois sous-intervalles. (a) Module du champ magnétique. (b) Densité ionique totale. (c) Vitesse parallèle des ions. (d) Vecteurs vitesse perpendiculaire des ions. Chaque vecteur représente la composante perpendiculaire au champ magnétique de la vitesse de plasma, projetée dans le plan XY GSE. Comme le champ magnétique est proche de la direction  $z_{GSE}$ , la composante  $-y_{GSE}$  est principalement dirigée vers le matin. (e) Spectrogramme énergie-temps des ions  $H^+$  dans la direction parallèle au champ magnétique (angle d'attaque =  $0-20^\circ$ ).

Enfin, après 5:54 TU, l'augmentation de l'énergie moyenne des ions suggère l'apparition

d'une nouvelle injection. La vitesse perpendiculaire des ions tourne de nouveau vers le soir durant quelques minutes, sans rotation apparente de l'IMF.

### 4.3 Convection : SuperDARN

Pendant que Cluster est dans le cornet polaire, les champs de vue des radars de Thikkvibaer et d'Hankasalmi sont situés dans le secteur de 0600-1200 MLT (comme le montre la figure 4.1-b). Les deux radars observent à grande distance la signature ionosphérique du cornet polaire, entre 0930 et 1230 MLT et entre  $74^\circ$  et  $82^\circ$  MLAT. Les vitesses de plasma sont relativement faibles, inférieures à  $600 \text{ m. s}^{-1}$ , du fait des conditions interplanétaires très calmes et stables. La figure 4.4 présente la vitesse de convection et la puissance rétrodiffusée, sous la forme de diagrammes temps-distance, pour les faisceaux 13 et 14 d'Hankasalmi et pour le faisceau 2 de Thikkvibaer. Ces trois faisceaux sont dirigés essentiellement vers l'est (figure 4.1-b), ils mesurent donc principalement la composante ouest-est (matin-soir) de la convection. La projection de Cluster est située sur les faisceaux 14 d'Hankasalmi et 2 de Thikkvibaer (lignes noires et blanches sur la figure 4.4), durant la période 05:15-06:15 TU. Comme pour Cluster, cette période peut être décomposée en trois sous-intervalles, caractérisés par les changements de direction de la composante ouest-est de la vitesse de convection.

Avant 05:27 TU et après 05:48-05:50 TU, les deux radars mesurent des vitesses vers le matin (ouest) (vitesses positives, codées en bleu), associées aux périodes de  $B_y$  positif.

Entre 05:27 et 05:48 TU, ils mesurent des vitesses vers le soir (est) (vitesses négatives, codées en jaune-rouge), correspondant à la période durant laquelle  $B_y$  est le plus fortement négatif et  $B_z$  est également négatif. Durant cet intervalle, la composante radiale de la vitesse de convection est négative (vitesses codées en rouge). Chaque radar observe des intensifications de cette vitesse s'éloignant du radar au cours du temps c'est-à-dire se déplaçant vers le soir. Elles représentent les signatures caractéristiques d'évènements d'injection de plasma. Cependant, les échos d'Hankasalmi et de Thikkvibaer n'étant pas colocalisés, les sursauts de convections observés par chaque radar sont différents. Nous nous intéresserons aux sursauts de convection observés par Hankasalmi, car ils sont situés au niveau de la projection de Cluster.

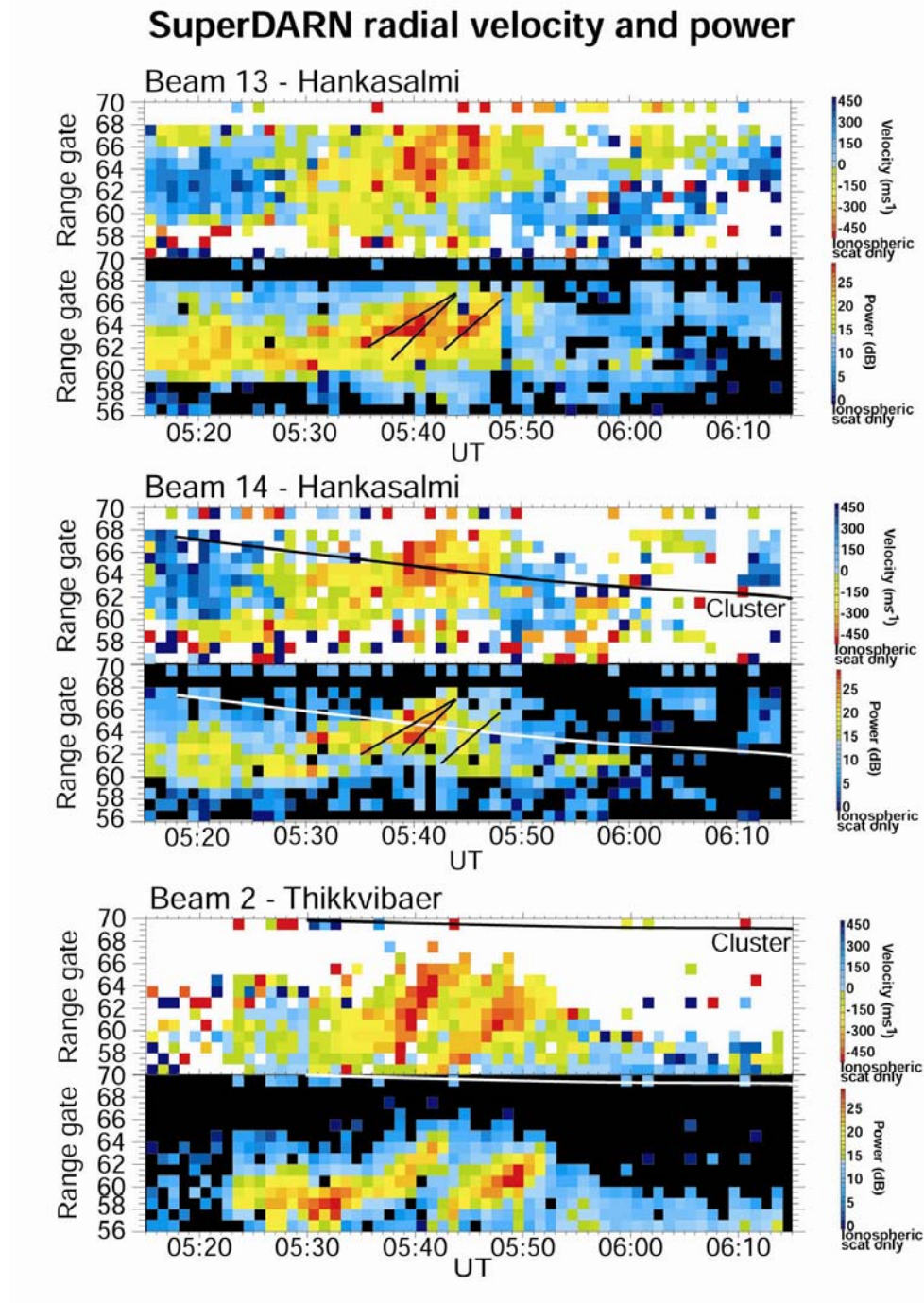


Fig. 4.4 : Événement du 17/03/2001. Paires de diagrammes temps-distance pour la vitesse radiale et pour la puissance rétrodiffusée du signal, pour trois faisceaux SuperDARN, sur la période 05:15-06:15 TU. La projection de Cluster est superposée au faisceau 14 d'Hankasalmi et au faisceau 2 de Thikkvibaer (lignes noires ou blanches). La pente des structures de forte puissance, dispersées au cours du temps est représentée sous forme de segments noirs sur les diagrammes de puissance des faisceaux 13 et 14 d'Hankasalmi.

#### 4.4 Projection entre la magnétosphère et l'ionosphère d'une vitesse de convection

Dans ce travail, nous avons donc comparé quantitativement les vitesses de convection et les vitesses de phase, déterminées dans le cornet polaire de haute altitude par Cluster et dans l'ionosphère conjuguée par SuperDARN. Pour effectuer cette comparaison, il nous faut projeter les vitesses mesurées dans la magnétosphère, dans l'ionosphère. La méthode employée pour la projection des vitesses est développée dans ce paragraphe.

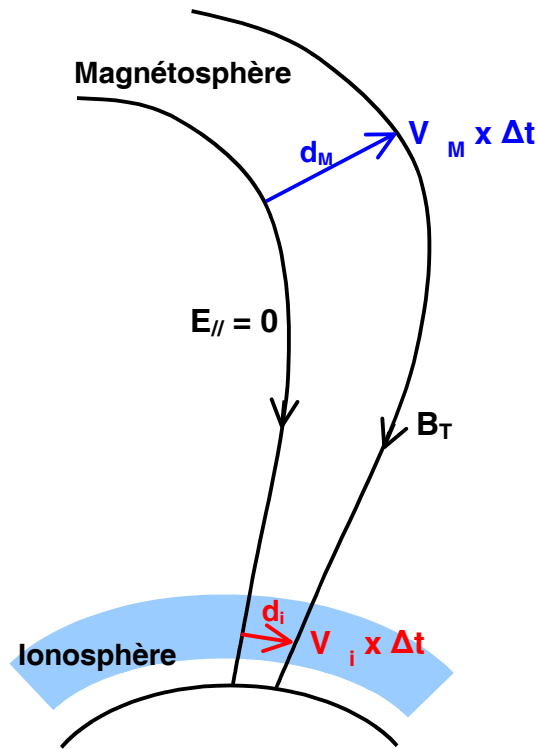


Fig. 4.5 : Schéma représentant le principe de la projection le long du champ magnétique d'un vecteur vitesse magnétosphérique dans l'ionosphère.

Pour projeter une vitesse de la magnétosphère dans l'ionosphère, la configuration du champ magnétique de la magnétosphère est supposée stationnaire. De plus, le potentiel électrostatique est supposé constant le long des lignes de champ magnétique ( $E_{||} = 0$ ). Pour décrire le champ magnétique, nous avons choisi le modèle de Tsyganenko T96 (Tsyganenko, 1995), comprenant un modèle de champ magnétique interne et prenant également en compte les sources externes dues aux courants magnétosphériques. La modélisation de ces sources externes dépend des paramètres du vent solaire : composantes  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF et pression du vent solaire, ainsi

que de l'intensité du courant annulaire déduite de l'indice *Dst*. Nous avons pris ici comme entrée du modèle les paramètres expérimentaux, afin d'obtenir la configuration la plus réaliste possible de la magnétosphère.

D'après le théorème du gel (valable en MHD parfaite), le plasma situé sur une même ligne de champ le reste au cours du transport convectif. En d'autres termes, pendant un même intervalle de temps, le plasma de la magnétosphère et le plasma de l'ionosphère se déplacent en restant en permanence conjugués. Dans le repère magnétosphérique GSE, on calcule tout d'abord un vecteur  $\mathbf{d}_M$  dans la magnétosphère dans la direction de la vitesse magnétosphérique  $\mathbf{V}_M$  mesurée par le satellite, en multipliant cette vitesse par un intervalle de temps  $\Delta t$  choisi pour que  $\mathbf{d}_M$  mesure environ un dixième de rayon terrestre ( $\Delta t \approx 60-120$  s)(figure 4.5). Cette valeur de  $\mathbf{d}_M$  ne doit pas être trop petite, afin de ne pas amplifier les erreurs liées au calcul des lignes de champ du modèle, ni trop grand, afin de ne pas sortir de la région du cornet polaire ou d'atteindre des distances telles que l'hypothèse d'homogénéité des vitesses soit violée. On détermine avec le modèle T96 la projection dans l'ionosphère (à 250 km d'altitude) des deux lignes de champ passant par les extrémités du vecteur  $\mathbf{d}_M$ . On obtient entre ces deux pieds de lignes de champ, un nouveau vecteur  $\mathbf{d}_i$ , projection dans l'ionosphère du vecteur  $\mathbf{d}_M$ . On peut alors déduire la vitesse de convection  $\mathbf{V}_i$  dans l'ionosphère, en divisant  $\mathbf{d}_i$  par le même  $\Delta t$  que dans la magnétosphère. Enfin, il faut transformer cette vitesse dans l'ionosphère déterminée dans un repère magnétosphérique pour l'obtenir dans un repère terrestre, en retranchant la vitesse de corotation, afin de comparer avec les mesures radar de convection.

## 4.5 Résultats principaux

### 4.5.1 Convection dans l'ionosphère et la magnétosphère

Grâce à la méthode présentée ci-dessus, nous avons projeté dans l'ionosphère, les vitesses de convection déterminées à partir des mesures ions de l'expérience CIS de Cluster-1, sur toute la période 05:15-06:00 TU associée à la rotation de l'IMF. Puis, nous avons de nouveau projeté ces vitesses sur la direction du faisceau 14 du radar Hankasalmi, avec lequel Cluster est conjugué. Nous avons vérifié la validité du modèle T96 en comparant les vecteurs champ magnétique obtenus avec le modèle à la position de Cluster et par l'instrument FGM. L'accord est bon, puisque l'écart est inférieur à 15% en amplitude et à 5° en direction. Nous avons également comparé la projection ionosphérique de Cluster obtenue avec les deux modèles de



Tsyganenko 96 et Tsyganenko 2001 (T2001). Ces deux modèles sont cohérents entre eux, dans le cas du 17 mars 2001, puisque l'écart entre les deux projections de Cluster est inférieur à  $0,5^\circ$  MLAT.

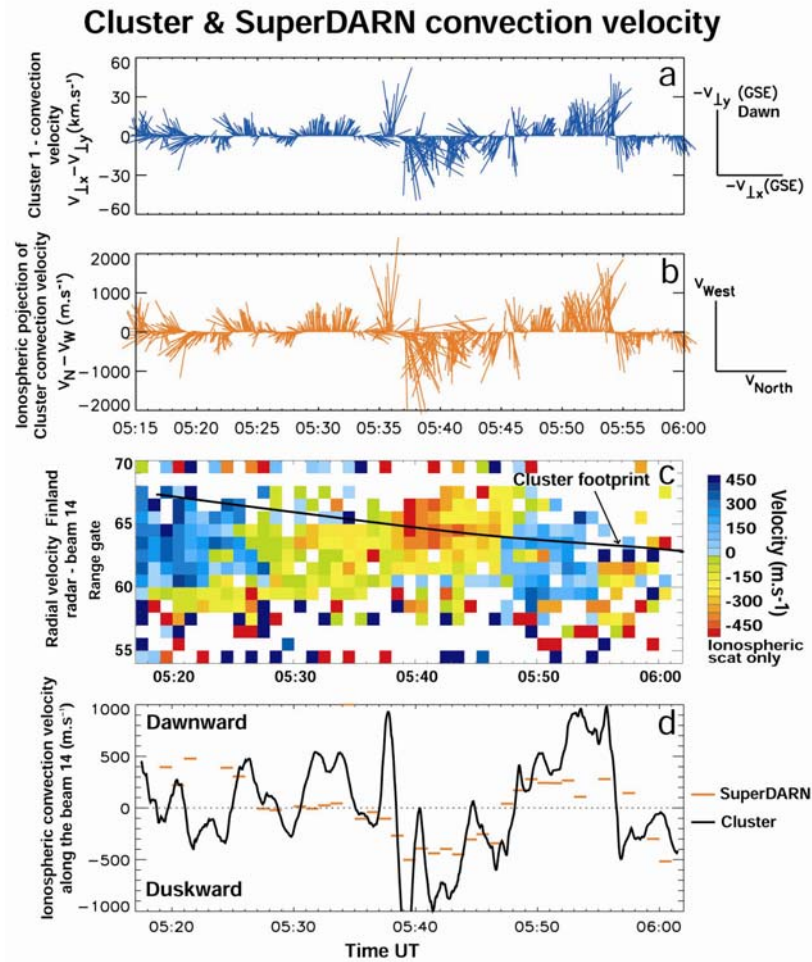


Fig. 4.6 : Événement du 17/03/2001. Vitesses de convection mesurées par SuperDARN et Cluster-1. (a) Vecteurs vitesse perpendiculaire des ions (voir explication dans le commentaire de la figure 4.3). (b) Projection dans l'ionosphère à 250 km d'altitude des vecteurs vitesse de CIS, où  $V_{west}$  et  $V_{north}$  correspondent aux composantes de la vitesse dans les directions ouest et nord magnétique respectivement, en coordonnées AACGM. (c) Diagramme temps-distance de la vitesse radiale pour le faisceau 14 du radar d'Hankasalmi, avec superposée la projection de Cluster (ligne noire). (d) Comparaison des vitesses de convection mesurées par Cluster (ligne noire) et par SuperDARN (segments rouges). La vitesse de convection CIS a été moyennée sur 1 minute et projetée le long du faisceau 14 d'Hankasalmi. La vitesse SuperDARN est la vitesse radiale mesurée au pied de la ligne de champ de Cluster.

Les résultats de la comparaison entre les vitesses de convection mesurées par Cluster et par

SuperDARN sont présentés sur la figure 4.6. Les panneaux a et b représentent respectivement les vitesses de convection mesurées à Cluster, sous forme de vecteurs projetés dans le plan XY GSE et projetées dans l'ionosphère, sous forme de vecteurs en coordonnées ACCGM, sur la période 05:15-06:00 TU. Le panneau c représente le diagramme temps-distance du faisceau 14 du radar d'Hankasalmi et le panneau d montre les données Cluster moyennées sur 1 minute (trait plein noir) et les données SuperDARN correspondant à la valeur de la vitesse dans la porte de mesure du faisceau-radar (segments rouges), sur laquelle Cluster se projette, pendant la période 05:17-06:02 TU. Les vitesses positives correspondent à des vitesses essentiellement vers l'ouest et les vitesses négatives correspondent à des vitesses vers l'est.

Il est ainsi possible de faire une comparaison directe entre les deux jeux de vitesses mesurés par Cluster et SuperDARN, en décalant de 2 minutes les données Cluster afin de tenir compte du délai de propagation de l'onde d'Alfvén jusqu'à l'ionosphère. Les changements de convection sont bien corrélés avec les variations de la composante  $B_y$  de l'IMF, comme le montre la figure 4.6 et à partir de 05:35 TU environ, les variations de direction de la convection mesurées dans l'ionosphère suivent très bien celles mesurées dans la magnétosphère. Par contre, l'amplitude de la vitesse mesurée par Cluster, après projection dans l'ionosphère est systématiquement 1,5 fois plus grande que la vitesse mesurée par SuperDARN. Cette différence peut provenir du fait que la façon de moyenner les données n'est pas la même pour Cluster et SuperDARN. Sur Cluster, on utilise une mesure locale que l'on moyenne temporellement sur une durée d'une minute, alors que pour SuperDARN, la moyenne est spatiale sur une cellule, qui fait typiquement 45 km sur ~100 km. De plus, l'hypothèse d'équipotentialité des lignes de champ magnétique n'est peut-être pas parfaitement vérifiée lors des événements d'injection.

#### 4.5.2 Vitesse de déplacement des structures d'injection

Trois injections de plasma sont observées pendant la période de  $B_y$  négatif sur les données particules et champ magnétique de Cluster. Chaque injection est caractérisée par une signature magnétique bipolaire, dans le plan perpendiculaire au champ magnétique et dans la direction du maximum de variance (voir Annexe B pour la détermination de ce repère). Ces trois injections de plasma sont associées à trois sursauts de convection observés quasi-simultanément dans l'ionosphère conjuguée par SuperDARN. Nous avons déterminé la vitesse d'un tube de flux reconnecté (appelé vitesse de phase du tube) indépendamment dans la magnétosphère par Cluster et dans l'ionosphère par SuperDARN.



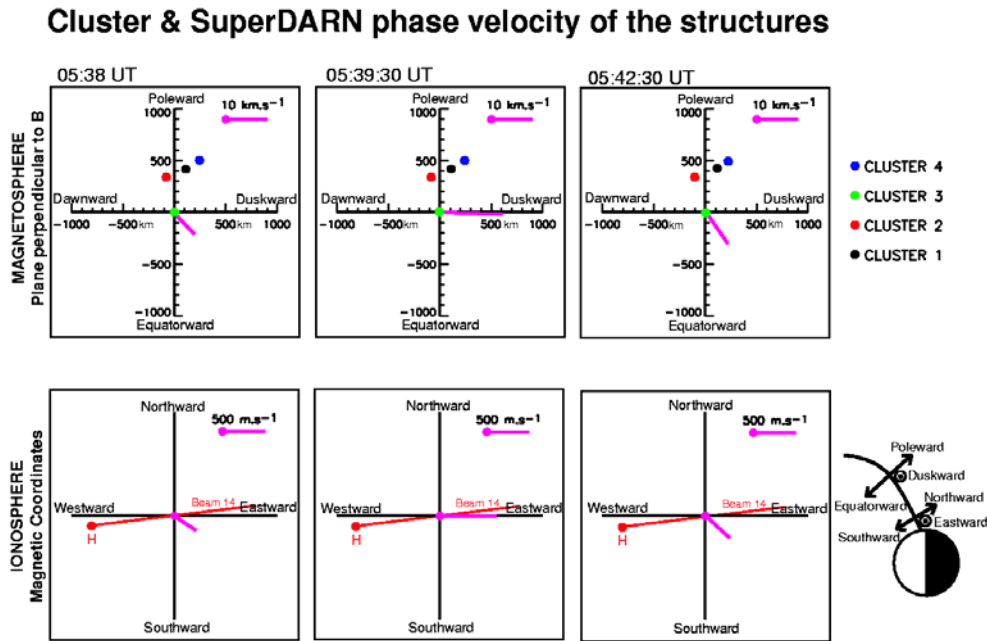


Fig. 4.7 : Événement du 17/03/2001. Vecteurs de la vitesse de phase pour les trois injections, déterminés à partir des données de FGM-Cluster et associés aux trois sursauts de convection observés par SuperDARN. Ligne supérieure : Vitesse de phase à la position de Cluster, dans le plan perpendiculaire au champ magnétique et en coordonnées GSE, avec les positions relatives des 4 satellites. Ligne inférieure : Projection de la vitesse de phase à Cluster dans l'ionosphère, en coordonnées AACGM. La direction du faisceau 14 du radar d'Hankasalmi au pied de la ligne de champ de Cluster est également représentée.

Nous avons comparé entre elles, les vitesses de phase obtenues dans la magnétosphère par Cluster et dans l'ionosphère par SuperDARN. Les vitesses de phase sont dans un premier temps déterminées dans la magnétosphère, en détectant des signatures similaires du champ magnétique sur les 4 satellites Cluster. La méthode de calcul de la vitesse de phase développée en Annexe B, se base sur l'hypothèse que le tube de flux peut être matérialisé par un front plan, se déplaçant à vitesse constante à travers le tétraèdre Cluster. Les vitesses de phase déterminées dans la magnétosphère sont ensuite projetées dans l'ionosphère par la même méthode que pour la vitesse de plasma, développée dans le paragraphe 4.4 Ceci sous-entend que les structures étudiées sont alignées le long des lignes de champ magnétique. Enfin, les vitesses de ces structures telles qu'elles sont vues le long du faisceau 14 du radar de Hankasalmi conjugué avec Cluster, sont déterminées. Ces vitesses peuvent alors être comparées aux vitesses de phase déterminées directement dans l'ionosphère par SuperDARN. Pour cela, on utilise le fait

que les injections sont associées à des sursauts de la puissance rétrodiffusée. Les radars montrent des structures de puissance renforcée qui s'éloignent au cours du temps sur un faisceau donné. A partir de la pente de chaque structure de puissance, on peut obtenir la vitesse de phase ionosphérique de chaque injection. Les résultats sont présentés sur la figure 4.7 et le tableau 4.1.

Sur la figure 4.7, la ligne supérieure montre pour chaque événement, la vitesse de phase mesurée à la position de Cluster et tracée dans le plan perpendiculaire au champ magnétique avec la position relative des 4 satellites. La ligne inférieure montre la vitesse de phase projetée dans l'ionosphère, avec superposée la direction du faisceau 14 du radar d'Hankasalmi. Les première et troisième injections se déplacent vers l'équateur et vers l'est, alors que la deuxième injection se déplace essentiellement vers l'est. Le tableau 4.1 montre que les vitesses de phase des trois injections déterminées par Cluster et SuperDARN sont en bon accord. Les temps d'observation des structures par Cluster correspondent aux temps d'observation des structures par SuperDARN au pied de la ligne de champ passant par Cluster, moyennant un décalage de 2-3 minutes entre la magnétosphère et l'ionosphère, toujours associé au délai de propagation de l'onde d'Alfvén jusqu'à l'ionosphère.

Structures Cluster	Sursaut 1 05:38:00 TU	Sursaut 2 05:39:30 TU	Sursaut 3 05:42:30 TU
Composante de la vitesse le long du faisceau 14	395 m.s <sup>-1</sup>	645 m.s <sup>-1</sup>	590 m.s <sup>-1</sup>
Structures SuperDARN	Sursaut 1 05:40:00 TU	Sursaut 2 05:41:30 TU	Sursaut 3 05:45:00 TU
Vitesse ionosphérique données SuperDARN	420 m.s <sup>-1</sup>	710 m.s <sup>-1</sup>	650 m.s <sup>-1</sup>

*Tab. 4.1 : Événement du 17/03/2001. Comparaison des vitesses de phase des trois injections mesurées par Cluster et par SuperDARN. Les vitesses Cluster ont été déduites des données FGM et projetées dans l'ionosphère, puis le long du faisceau 14 du radar d'Hankasalmi (1<sup>ère</sup> ligne). La vitesse de phase SuperDARN est déduite de la pente du maximum du signal rétrodiffusé déterminée suivant le faisceau 14 d'Hankasalmi (2<sup>nde</sup> ligne).*

### 4.5.3 Comparaison entre les vitesses de convection et les vitesses de structures

Dans le modèle de *Southwood* (1987) de la signature ionosphérique d'un FTE, la vitesse de convection du plasma est égale à la vitesse de phase du tube de flux, du fait de l'incompressibilité du plasma. Tout écart entre ces deux vitesses doit être attribué à une effet de phase dû au mouvement du site de reconnexion à la magnétopause.

Au niveau des données SuperDARN, la vitesse de convection du plasma à l'intérieur des trois événements d'injection reste relativement stable entre 350 et 500 m.s<sup>-1</sup>, alors que la vitesse de phase est plus variable, comprise entre 400 et 700 m.s<sup>-1</sup> (voir tableau 4.1). Plus précisément, la vitesse de convection est presque égale à la vitesse de phase pour la première injection et est égale à la moitié de la vitesse de phase pour les deux dernières injections. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par *Provan et al.* (1998) et *McWilliams et al.* (2001a), déjà présentés dans le chapitre 2. Au contraire, au niveau Cluster, la vitesse de convection du plasma mesurée par CIS est plus grande pour les deux dernières injections et légèrement plus faible pour la première injection, que la vitesse de phase déterminée par les mesures multipoints (Tableau 4.2). Ainsi le rapport entre les vitesses de convection et de phase des injections se renversent entre Cluster et SuperDARN. Cependant, ces résultats doivent être pris avec précaution, du fait de la grande incertitude sur la détermination des vitesses de phase, aussi bien à Cluster qu'à SuperDARN.

Structures Cluster	Sursaut 1 05:38:00 TU	Sursaut 2 05:39:30 TU	Sursaut 3 05:42:30 TU
Vitesse de structure	7,5 km s <sup>-1</sup>	15,4 km s <sup>-1</sup>	10,8 km s <sup>-1</sup>
Vitesse de convection	5 km s <sup>-1</sup>	25 km s <sup>-1</sup>	20 km s <sup>-1</sup>

Tab. 4.2 : Événement du 17/03/2001. Comparaison des vitesses de phase et des vitesses de convection des trois injections mesurées par Cluster. Les vitesses de convection sont déduites des données CIS et les vitesses de phase sont déduites des données FGM.

### 4.5.4 Dimension des structures d'injection

Nous avons évalué et comparé les dimensions ionosphériques des trois injections,

déterminées indépendamment par Cluster et par SuperDARN. En utilisant les données de puissance du signal du radar d'Hankasalmi et en identifiant le nombre de faisceaux et pour chaque faisceau, le nombre de portes sur lesquelles les structures d'injection sont observées, il est possible d'évaluer les dimensions est-ouest et nord-sud de ces injections. Ainsi leurs dimensions typiques sont d'environ 300 km dans la direction nord-sud et de 45-90 km dans la direction est-ouest. Bien que ces dimensions ionosphériques de tubes de flux reconnectés soient en bon accord avec des résultats antérieurs (*Provan et al.*, 1998; *McWilliams et al.*, 2001a), l'élongation nord-sud de ces structures est inhabituelle. Puisque les structures se déplacent dans la direction est-ouest, les injections traversent les satellites Cluster suivant leur plus petite dimension. Cette observation justifie l'hypothèse d'une structure plane utilisée pour la détermination des vitesses de phase des trois injections à Cluster (voir Annexe B). A l'altitude de Cluster, les dimensions est-ouest des tubes de flux sont évaluées entre ~700 et 1500 km, obtenues en calculant le produit de la vitesse de phase de la structure par le temps durant lequel Cluster reste à l'intérieur de chaque structure. Les dimensions est-ouest ionosphériques correspondantes des trois injections déduites des données Cluster et projetées dans l'ionosphère, sont comprises entre 30 et 60 km. Ces dimensions sont légèrement plus petites que celles obtenues avec SuperDARN, mais la comparaison est satisfaisante, compte-tenu de la faible résolution spatiale de SuperDARN. Ce résultat ajoute de la cohérence aux comparaisons effectuées précédemment entre les vitesses de convection et de phase.

## 4.6 Conclusion

Le 17 mars 2001, une conjonction entre le tétraèdre Cluster situé dans le cornet polaire à haute altitude et deux radars SuperDARN situés dans l'ionosphère conjuguée a permis de réaliser une comparaison quantitative entre les vitesses de convection mesurées dans la magnétosphère et dans l'ionosphère. Cette comparaison est très satisfaisante en direction et surtout les variations de direction de la convection dans le cornet polaire sont parfaitement corrélées avec les variations du  $B_y$  de l'IMF, qui est le principal paramètre de contrôle de la magnétosphère durant cette période. Cependant, l'amplitude des vitesses déterminées par Cluster après projection dans la magnétosphère reste systématiquement plus grande que celle mesurée directement dans l'ionosphère par SuperDARN.

Lors de cet événement, trois injections successives de plasma provenant de la magnétogaine sont observées à la fois dans le cornet polaire externe par Cluster et dans l'ionosphère par

SuperDARN, sous la forme de trois sursauts de convection. Ceci nous a permis d'effectuer la première comparaison quantitative des paramètres caractéristiques de ces injections (taille, vitesse de plasma à l'intérieur du tube et vitesse de phase) déterminés indépendamment dans la magnétosphère et dans l'ionosphère, avec les deux instruments. Malgré des différences dues essentiellement aux incertitudes des mesures et à la différence des moyens de diagnostics utilisés, ces comparaisons montrent une grande cohérence, ce qui constitue le second résultat important de cette étude.

- 5 -

## Réponse à des variations de la composante $B_z$ de l'IMF : le cas du 30 août 2001

Le 30 août 2001 entre 14:30 et 18:30 TU, la composante  $B_z$  de l'IMF subit d'importantes variations qui provoquent des déplacements de la position des différentes frontières magnétosphériques, côté jour. Une surveillance fine du secteur 1000-1700 MLT de la magnétosphère, grâce à une batterie de satellites : Ørsted, CHAMP, Cluster, DMSP-F15 et des radars SuperDARN, permet de suivre les variations relatives des positions des différentes frontières magnétosphériques. Une étude dynamique et une modélisation MHD de cet événement ont été réalisées par *Escoubet et al.* (2002).

### 5.1 Géométrie de la conjonction

Le 30 août 2001, la trajectoire de Cluster est semblable à celle du 14 juillet 2001, si ce n'est un léger décalage en MLT. Les satellites se déplacent à moyenne altitude ( $\sim 3-5 R_E$ ), depuis les basses latitudes vers le pôle nord, au voisinage de 1200 MLT. Cluster-3 est situé 3 à 4  $R_E$  plus au sud que les trois autres sur le même méridien et observe les mêmes régions avec un retard de 40 à 50 minutes. Ils traversent le cornet polaire nord entre 1200 et 1230 MLT et de 15:30 à 17:20 TU en fonction des satellites, comme le montre la figure 5.1. Cette configuration est donc très intéressante pour étudier les variations temporelles subies par le cornet polaire entre le passage des trois premiers satellites et de Cluster-3.

Durant toute leur traversée du cornet polaire, la projection ionosphérique des 4 satellites Cluster est située sur le champ de vue du radar de Stokkseyri (pointant essentiellement vers l'ouest) et sur le bord est du champ de vue de Kapuskasing qui pointe vers le nord, comme indiqué sur la figure 5.2. Durant la période 14:00-18:00 TU, trois passages successifs des trois

satellites basse altitude : CHAMP, Ørsted, DMSP-F15 ont lieu à proximité de la trajectoire de Cluster. Les deux premières trajectoires d'Ørsted et de CHAMP et les trois trajectoires de DMSP-F15 sont superposées sur la figure 5.2.

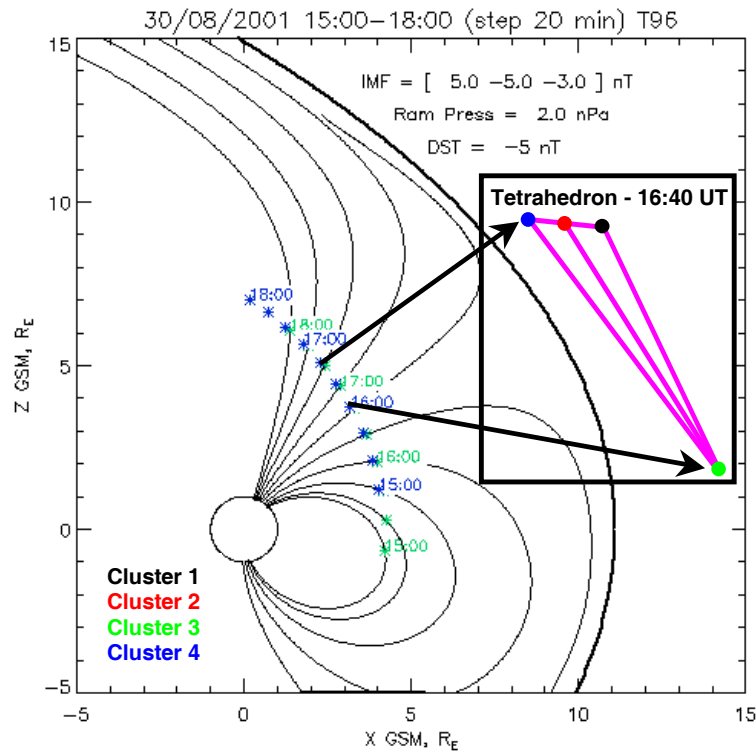


Fig. 5.1 : Événement du 30/08/2001. Schéma de la projection de Cluster dans le plan XZ GSM de la magnétosphère, pour la période 15:00-18:00 TU, le 30 août 2001. Les points bleus et verts représentent les positions de Cluster-4 et -3 respectivement. Quelques lignes de champ magnétique ont été tracées à partir du modèle T96. Une vue agrandie de la configuration des satellites est également représentée en encart à droite de la figure, à 16:40 TU.

Les satellites Ørsted et CHAMP se déplacent sur des orbites quasiment parallèles depuis le pôle nord vers l'équateur, dans le secteur de 1400-1600 MLT. L'écart en temps entre les deux satellites, lorsqu'ils croisent la région de l'ovale auroral côté après-midi, est faible compris entre 2 et 10 minutes en fonction du passage. Les trois trajectoires des deux satellites se projettent sur le champ de vue du radar de Stokkseyri. Le satellite DMSP-F15 a lui aussi une trajectoire allant du pôle nord vers l'équateur mais du côté matin, entre 1130 et 1230 MLT pour le premier passage et entre 1000 et 1100 MLT pour les deux passages suivants. Chaque passage est décalé en temps par rapport aux passages d'Ørsted et CHAMP. Les deux premiers passages de DMSP-F15 sont en conjonction avec Kapuskasing et le troisième est en conjonction avec Stokkseyri. Cette conjonction entre de très nombreux satellites et radars

pendant une longue période et sur un secteur de MLT relativement étroit (1200-1600 MLT) permet de suivre l'évolution de la position des différentes frontières magnétosphériques côté jour, du point de vue particules, courant et convection.

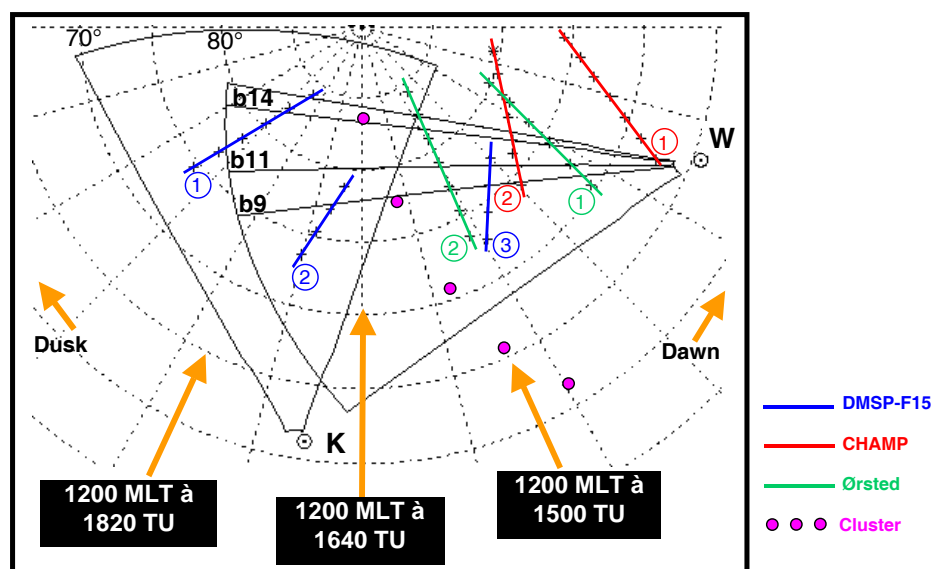


Fig. 5.2 : Événement du 30/08/2001. Champs de vue des radars SuperDARN de Stokkseyri (W) et de Kapuskasing (K) (en coordonnées magnétiques), avec superposées les trajectoires de Cluster (points roses), de CHAMP (lignes rouges), d'Ørsted (lignes vertes) et de DMSP-F15 (lignes bleues), le 30 août 2001. Les faisceaux 9, 11 et 14 (lignes noires) de Stokkseyri sont indiqués.

## 5.2 Conditions interplanétaires

Les paramètres du vent solaire mesurés par le satellite ACE sont décalés de 52 minutes, pour prendre en compte le temps de propagation jusqu'à l'ionosphère. Ce délai est fiable, car il est déterminé indépendamment grâce à la vitesse du vent solaire ( $V_{sw} \approx 480 \text{ km.s}^{-1}$ ) et par la réponse ionosphérique du cornet polaire aux variations de l'IMF observée par le radar de Kapuskasing. Les composantes  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF sont tracées sur la figure 5.3, avec les diagrammes de vitesses radiales en fonction du temps et de la distance au radar, de deux faisceaux de Kapuskasing situés dans le cornet polaire (panneaux a, b, c et d). Durant toute la période 14:00-18:00 TU, les composantes  $B_x$  et  $B_y$  de l'IMF sont relativement stables,  $B_y$  reste négatif oscillant entre -4 et -10 nT (figure 5.3-a) et  $B_x$  est positif entre 3 et 5 nT. La géométrie de la convection, contrôlée par le fort  $B_y$  négatif, est caractérisée par une cellule en forme de croissant du côté après-midi et par une cellule ronde du côté matin (géométrie représentée sur



la figure 1.4-a). La composante  $B_z$  subit quant à elle d'importantes variations, dont plusieurs changements de signe (figure 5.3-b) qui sont très bien associés aux variations de position des échos du cornet polaire observés par le radar de Kapuskasing (panneaux c et d de la figure 5.3). La comparaison entre les variations de  $B_z$  et la position des échos radars sera commentée dans la partie suivante. La pression du vent solaire décroît très progressivement de 2,5 à 1 nPa, durant toute cette période. Ce sont essentiellement les variations de  $B_z$  qui vont commander les variations de position des frontières magnétosphériques.

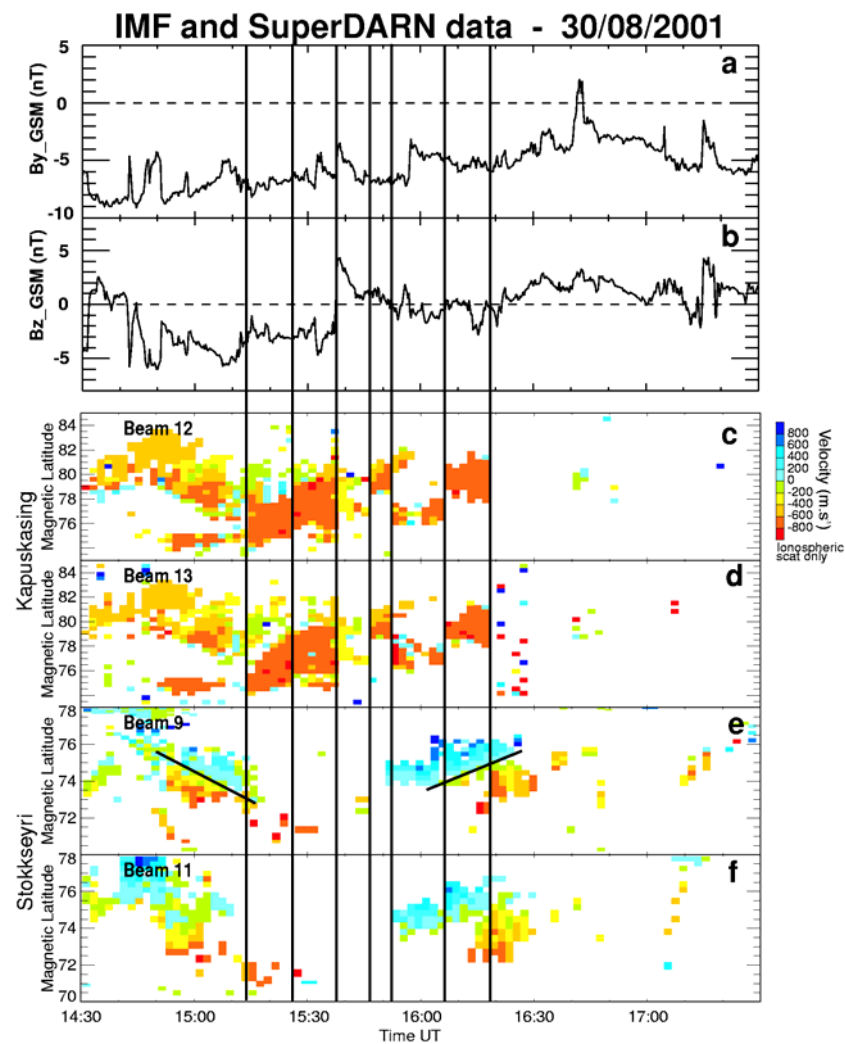


Fig. 5.3 : Événement du 30/08/2001. (a) et (b) Composantes  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF, entre 14:30 et 17:30 TU (temps ionosphérique). (c) et (d) Vitesse radiale pour les faisceaux 12 et 13 du radar de Kapuskasing, en fonction du temps et de la latitude magnétique. (e) et (f) Vitesse radiale pour les faisceaux 9 et 11 du radar de Stokkseyri, en fonction du temps et de la latitude magnétique. La CRB est matérialisée par les lignes noires.

### 5.3 Convection : SuperDARN

Les conditions sont a priori peu favorables pour l'observation des échos radar : période d'été et de  $B_z$  à dominante positive. Cependant, les données même éparses observées sur certains faisceaux de Kapuskasing et de Stokkseyri, permettent de déterminer la position de la limite équatoriale des échos du cornet polaire ionosphérique par Kapuskasing et la position du renversement de convection (CRB<sup>25</sup>) de la cellule en croissant côté après-midi par Stokkseyri (panneaux c, d, e, et f de la figure 5.3).

Les deux radars observent la signature ionosphérique d'une partie du cornet polaire. Le radar de Kapuskasing montre sur ses faisceaux les plus à l'est, des vitesses dirigées vers le nord (vitesses s'éloignant du radar, codées en jaune-rouge), entre 14:30 et 16:20 TU. Cette zone d'échos associée au cornet polaire fluctue en position au cours du temps, mais reste comprise entre 0900 et 1200 MLT et entre 74 et 84° MLAT, comme l'indiquent les cartes en coordonnées magnétiques de vitesses radiales (panneaux b et c de la figure 5.4). Ces vitesses correspondent à l'entrée du plasma dans la calotte polaire. Sur Stokkseyri, quelques vitesses vers l'est (vitesses vers le radar, codées en bleu) sont également observées un peu plus tard entre 16:45 et 18:00 TU et à très grande distance du radar, c'est-à-dire centrées sur 80° MLAT et 1200 MLT (panneau d de la figure 5.4). Ces vitesses sont associées au sommet de la cellule ronde située du côté matin. Quelques vecteurs vitesses du cornet polaire ont pu être reconstruits à partir des données des radars ayant des champs de vue communs : Kapuskasing-Saskatoon et Kapuskasing-Stokkseyri, entre 14:30 et 16:30 TU. Ces vecteurs sont effectivement dirigés vers le nord, mais possèdent également une composante est, en accord avec la tension magnétique due à la composante  $B_y$  négative de l'IMF.

Les faisceaux de Kapuskasing les plus à l'est (faisceaux 12-15) observant le cornet polaire (panneaux c et d de la figure 5.3), montrent que la limite basse latitude des échos associés au cornet polaire suit exactement les variations de la composante  $B_z$  de l'IMF (figure 5.3-b). Une observation similaire a déjà été notée par *Yeoman et al.* (2002). Entre 14:30 et 15:12 TU, on observe un déplacement progressif des échos du cornet polaire vers les basses latitudes, en parfaite coordination avec la période où  $B_z$  devient progressivement négatif, les valeurs extrêmes de ces deux paramètres étant atteintes simultanément. Puis entre 15:12 et 15:37 TU,  $B_z$  croît de nouveau progressivement et les échos de cornet polaire remontent vers les plus

---

<sup>25</sup> *Angl.* Convection Reversal Boundary

hautes latitudes. A 15:37 TU,  $B_z$  passe abruptement de -3 à 5 nT et les échos du cornet polaire disparaissent instantanément. Des échos irréguliers mais situés plus haut en latitude réapparaissent ensuite et leur position suit les faibles variations du  $B_z$  autour de 0 nT jusqu'à 16:20 TU. Enfin, les échos disparaissent complètement lorsque  $B_z$  redevient positif, période qui dure environ deux heures.

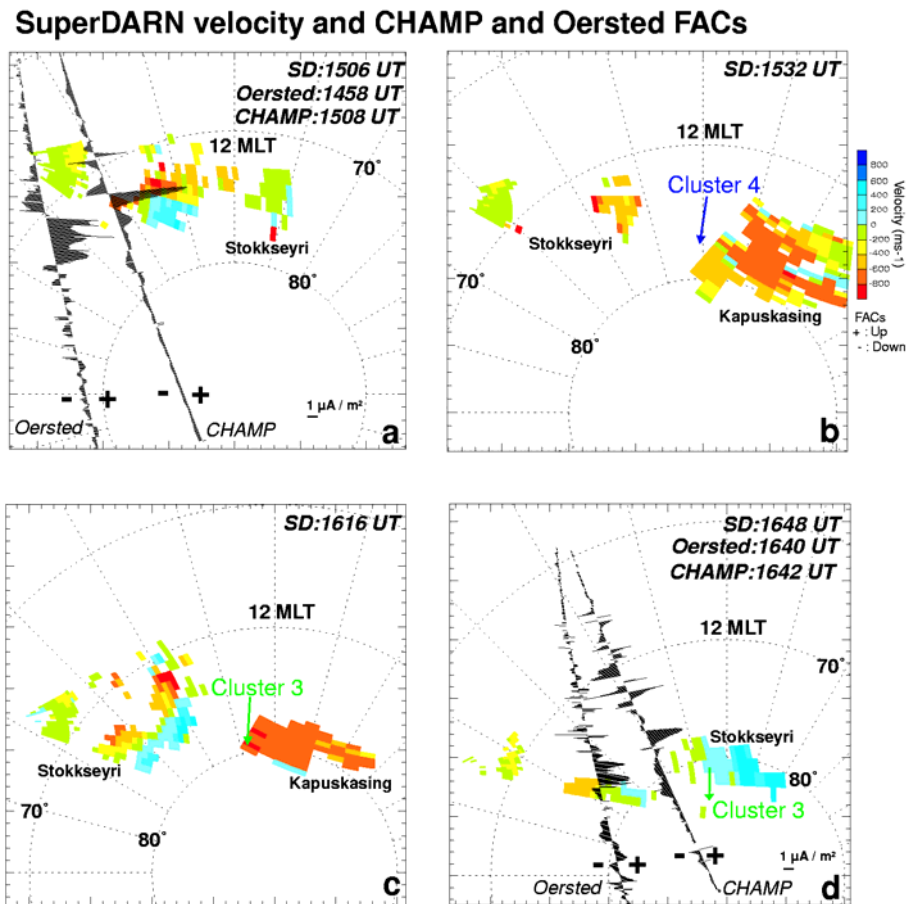


Fig. 5.4 : Événement du 30/08/2001. Cartes de vitesses radiales des radars SuperDARN, en coordonnées magnétiques. (a) Stokkseyri à 15:06 TU, avec superposées les trajectoires d'Ørsted et de CHAMP à l'instant de la carte. Les courants parallèles déduits des données des deux satellites sont indiqués le long de chaque trajectoire, sous forme de segments dont la longueur est proportionnelle à l'intensité du courant. (Les courants montants sont à droite de la trajectoire, codés positifs et les courants descendants à gauche, codés négatifs). (b) Stokkseyri et Kapuskasing à 15:32 TU, avec superposée la trajectoire de Cluster-4. (c) Stokkseyri et Kapuskasing à 16:16 TU, avec superposée la trajectoire de Cluster-3. (d) Stokkseyri à 16:48 TU, avec superposées les trajectoires et courants parallèles d'Ørsted et de CHAMP à l'instant de la carte.

Les mêmes diagrammes pour certains faisceaux de Stokkseyri situés plus tard en MLT,

montrent que la CRB de la cellule après-midi, matérialisée par la frontière entre les vitesses solaires à basse latitude (s'éloignant du radar, codées en jaune-rouge) et des vitesses antisolaires à haute latitude (s'approchant du radar, codées en bleu), se déplace au cours du temps (figure 5.3-e et -f). La CRB est également observée sur les cartes de vitesses radiales (figure 5.4-a et -c). Ainsi, la CRB se déplace vers l'équateur de 75 à 73° MLAT entre 14:50 et 15:20 TU, autour de 1330 MLT, et remonte vers le pôle nord de 73,5 à 78° MLAT entre 16:00 et 16:30 TU, autour de 1500 MLT. Il faut noter que l'amplitude des déplacements de la CRB est très importante, plusieurs degrés de latitude magnétique en quelques dizaines de minutes. Elle ne peut donc pas être attribuée à un effet temporel lié au déplacement en MLT du radar de Stokkseyri.

## 5.4 Courants parallèles : Ørsted et CHAMP

Ørsted et CHAMP traversent l'ovale auroral du côté après-midi du cornet polaire (1400-1600 MLT). Ils traversent donc la cellule de convection de l'après-midi en forme de croissant, dont le radar de Stokkseyri observe simultanément la CRB. Les deux satellites détectent sur leurs trois passages successifs les perturbations magnétiques associées aux deux grandes régions de courants parallèles : la Région-1 de courant montant à haute latitude et la Région-2 de courant descendant à basse latitude. Pour chaque couple de passage des satellites Ørsted et CHAMP, les courants parallèles détectés sont observés quasiment au même MLT. Les courants parallèles détectés par les deux satellites durant leurs deux premiers passages sont superposés sur les cartes de vitesses radiales de Stokkseyri (figure 5.3-a et -d). Les deux régions de courants à grande échelle sont conformes aux résultats statistiques de *Iijima et Potemra* (1976) dans ce secteur de MLT. Les deux satellites observent ces régions de courants quasiment à la même position, mais CHAMP observe des intensités légèrement plus fortes. Ce résultat peut être due au fait que CHAMP orbite à une altitude de 400 km, plus basse d'environ 400 km que celle d'Ørsted et qu'une partie de la contribution des courants horizontaux s'ajoute aux perturbations magnétiques détectées par CHAMP à cette faible altitude. Cependant, cette contribution étant faible, nous ne l'avons pas quantifiée et donc pas retranchée. On note une évolution de la position en latitude de ces régions de courants entre les trois séries de passages. Sur la figure 5.5, sont tracées les limites haute et basse latitude de la Région-1 de courants. On voit alors qu'entre 15:00 et 18:00 TU, la Région-1 s'est déplacée vers les hautes latitudes d'environ 3,5° MLAT, mais que par contre son extension en latitude est restée relativement

stable, environ  $3^\circ$  MLAT. Ce déplacement des régions de courants parallèles doit être associé au passage d'une valeur négative de  $B_z$  (-5 nT) vers 15:00 TU, à une valeur positive (2 nT) vers 16:40 TU.

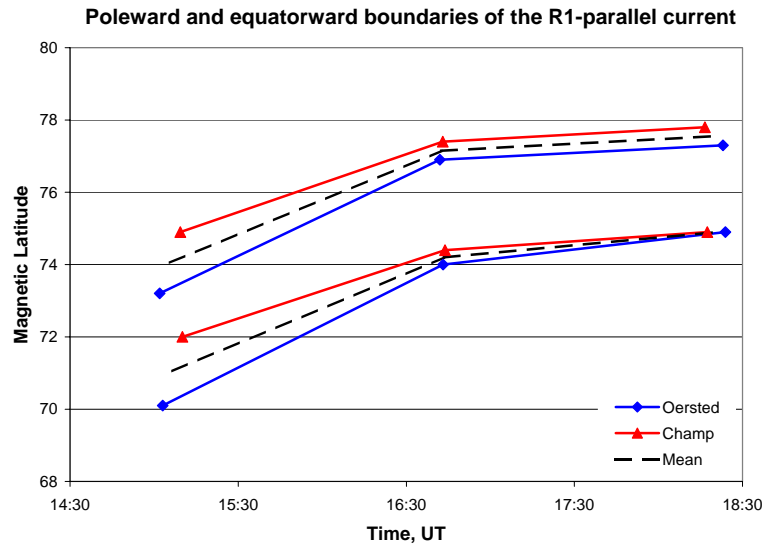


Fig. 5.5 : Événement du 30/08/2001. Latitude magnétique des bords équatorial et polaire de la Région-1 de courants parallèles, en fonction du temps, déduits des données d'Ørsted (lignes bleues) et de CHAMP (lignes rouges). Les lignes pointillées noires correspondent aux moyennes des positions déterminées par Ørsted et CHAMP.

## 5.5 Particules : DMSP-F15 et Cluster

Sur les trois passages successifs du satellite DMSP-F15, la frontière entre lignes de champ ouvertes et fermées (OCB) est clairement observée sur le spectrogramme des électrons, mais pas sur le spectrogramme des ions, car les ions de basse énergie ne sont pas mesurés par le satellite DMSP-F15 (figure 5.6). Juste avant l'OCB, la signature du cornet polaire est visible sur les deux premiers passages entre  $75$  et  $77^\circ$  MLAT : autour de 14:29 TU et 1200 MLT et autour de 16:12 TU et de 1030 MLT. Les énergies moyennes des particules sont typiques du cornet polaire autour de 200 eV pour les électrons et de 1 keV pour les ions. Des dispersions (énergie décroissante avec la latitude) sont observées sur les électrons (panneaux a et b de la figure 5.6), les signatures étant moins claires sur les ions. Ces dispersions sont typiques d'injections depuis la magnétopause en période de  $B_z$  négatif, sous l'action du filtre de vitesses (Reiff et al., 1977). Enfin, le 3<sup>ème</sup> passage de DMSP (vers 17:50 TU) a lieu bien après la rotation négative-positive de  $B_z$  et la signature typique du cornet polaire n'est plus observée.

Des précipitations de basse énergie typiques de lignes de champ ouvertes, mais beaucoup moins structurées sont observées sur une gamme de latitudes plus étendue que le cornet polaire observé précédemment, lorsque la composante  $B_z$  était négative, entre  $75^\circ$  et  $83^\circ$  MLAT et autour de 1000-1030 MLT (panneau e de la figure 5.6). En résumé, l'intervalle de ces trois passages se caractérise par une extension de la région d'injection vers les plus hautes latitudes, qui est l'évolution temporelle classique liée au retournement de la composante  $B_z$  (Hardy, 1984 ; Newell *et al.*, 1989).

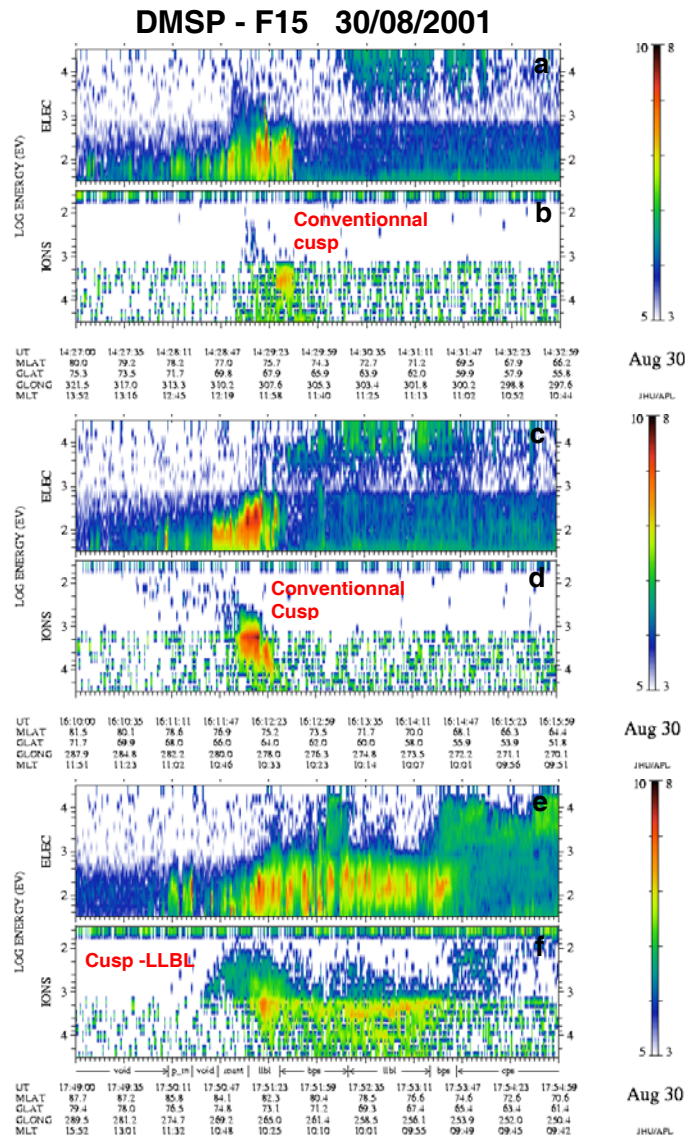


Fig. 5.6 : Événement du 30/08/2001. Spectrogrammes des flux des électrons et des ions en fonction du temps et de l'énergie, pour les trois passages de DMSP F-15. A noter, que les ions de basse énergie ne sont pas mesurés par le satellite DMSP-F15.

Cluster-1, -2 et -4 entrent dans le cornet polaire quasiment simultanément autour de 15:34 TU. Une étude du champ magnétique FGM montre que l'entrée dans le cornet polaire se fait dans l'ordre : 4, 2, 1, conformément à la géométrie du tétraèdre et au sens sud-nord de la trajectoire. Du point de vue particules, les spectrogrammes des électrons et des ions montrent l'OCB, puis le cornet polaire avec les énergies moyennes attendues. Les spectrogrammes des ions de Cluster-1, -3 et -4 sont représentés sur la figure 5.7.

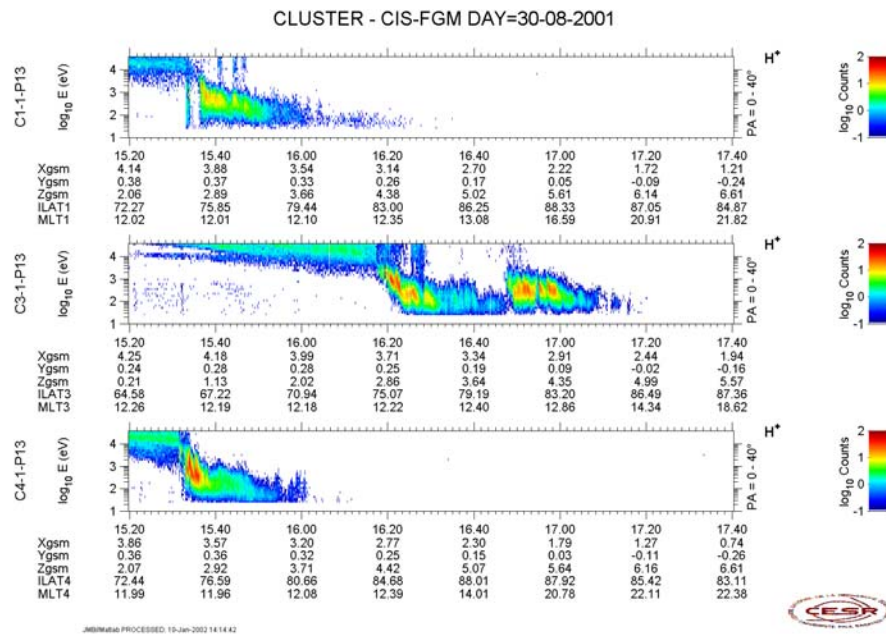


Fig. 5.7 : Événement du 30/08/2001. Spectrogrammes des flux des ions  $H^+$  en fonction du temps et de l'énergie, mesurés par Cluster-CIS et dans la direction parallèle au champ magnétique (angle d'attaque=0-40°), pour les satellites 1-3-4, sur la période 15:20-17:40 TU.

Dans le cornet polaire, ils montrent les dispersions typiques déjà observées par DMSP (panneaux c et d de la figure 5.6). Pour les électrons observés par Cluster, toutes les énergies sont observées simultanément (non montré). Les électrons sont suffisamment rapides pour que toutes les énergies atteignent cette région de la haute magnétosphère instantanément. Le bord équatorial du cornet polaire est observé à 75,2° MLAT par les satellites 1-2-4. Cluster-3 entre dans le cornet polaire à 16:17 TU et à 74,9° MLAT. Il rencontre un premier cornet polaire typique, puis il entre à plus haute latitude, entre 80 et 85° MLAT, dans une seconde structure avec les mêmes énergies caractéristiques que dans le cornet polaire, mais où les ions ne présentent pas de dispersion. Cette structure est très similaire à celle observée par DMSP durant son dernier passage. Le trou entre les deux structures a lieu entre 16:42 et 16:46 TU,

c'est-à-dire durant la période où l'angle horaire du champ magnétique projeté dans le plan (YZ) GSM et déterminé à partir de l'axe +Z GSM (appelé par la suite angle horaire), est le plus faible. En général, l'arrêt des injections depuis la magnétopause est associé à une faible valeur de l'angle horaire.

## 5.6 Synthèse et discussion : variations temporelles des frontières

Le mouvement des frontières, en fonction du temps sur l'intervalle 14:30-17:30 TU et dans le secteur de 0800-1600 MLT, est représenté sur trois graphes différents (panneaux a à c de la figure 5.8). Le panneau d représente la distribution des mesures en coordonnées magnétiques MLAT-MLT.

Le panneau a montre la position moyenne des bords polaire et équatorial de la Région-1 de courants parallèles obtenue grâce à Ørsted et CHAMP, ainsi que la position de la CRB observée par le radar de Stokkseyri, dans le même secteur de temps local (1400-1600 MLT). La Région-1 se déplace de plus de  $3^\circ$  vers le pôle entre 15:00 et 16:50 TU, en réponse à l'inversion négative-positive de  $B_z$ . La CRB subit initialement un déplacement vers l'équateur entre 14:40 et 15:10 TU, lorsque  $B_z$  évolue de 0 à -10 nT. Puis, les échos radar disparaissent jusqu'à 15:50 TU. Ensuite la CRB réapparaît et se déplace rapidement vers le pôle d'environ  $4,5^\circ$  entre 16:00 et 16:50 TU, durant l'inversion négative-positive de  $B_z$ . On remarque que la CRB est voisine de la limite polaire de la Région-1, aux instants des passages Ørsted et CHAMP et qu'elle atteint la latitude de  $78^\circ$  MLAT vers 16:50 TU, au delà de la Région-1. Le fait que la CRB sorte de la Région-1 est en désaccord avec le modèle de Cowley *et al.* (1991) et les observations d'Ohtani *et al.* (1995), où la CRB est toujours située au centre de la Région-1. Cependant le modèle de Cowley *et al.* (1991) est stationnaire et certaines des observations d'Ohtani *et al.* (1995) ont été réalisées pour des conditions d'IMF un peu plus stables.

Le panneau b montre la limite équatoriale des échos du cornet polaire (souvent assimilé au bord équatorial du cornet polaire lui-même) observée par le radar de Kapuskasing et la CRB observée par le radar de Stokkseyri. On remarque que la limite équatoriale des échos du cornet polaire est toujours située à plus haute latitude que la CRB. De plus, les variations de la position de la CRB comme celle du cornet polaire sont bien corrélées avec les variations de  $B_z$ . Mais la réponse de la CRB est moins immédiate et ses déplacements sont plus continus que le mouvement de la limite des échos du cornet polaire. Entre 14:40 et 15:10 TU, lorsque  $B_z$  subit



sa première décroissance négative, les échos de cornet polaire se déplacent vers les basses latitudes de plus de  $2,5^\circ$  en 20 min, puis environ 8-9 minutes plus tard, la CRB se déplace à son tour vers l'équateur, mais d'environ  $2^\circ$  en 30 min. Le déplacement vers les basses latitudes de la CRB continue encore au moins 8-9 minutes après la fin de la décroissance de  $B_z$ , alors que les échos de cornet polaire ont déjà commencé leur remontée. Entre 16:00 et 16:30 TU, la composante  $B_z$  fluctue autour de 0 nT et on observe une variation régulière de la position de la CRB, cette fois vers le nord, accompagnée également de fluctuations rapides de la position latitudinale des échos du cornet polaire. Dans une étude récente, *Nishitani et al.* (2002) ont montré à l'aide des radars SuperDARN que lorsque  $B_z$  tourne brusquement de positif à négatif, deux types de réponses ionosphériques sont observées. Immédiatement, un vortex de convection se forme dans le secteur après-midi et les échos du cornet polaire sont déplacés vers l'équateur, puis dans un second temps, 10 à 20 minutes plus tard, la CRB subit à son tour une expansion vers l'équateur, dans le secteur après-midi et soir (aucune donnée n'était accessible dans le secteur matin). Ils proposent que les premières réponses sont dues à la propagation rapide d'ondes magnétosonores dans le cornet polaire et que la seconde réponse est cohérente avec le modèle de *Cowley et Lockwood* (1992), dans lequel le flux ouvert nouvellement créé est entraîné par la tension magnétique dans la direction anti-solaire et produit une expansion de la calotte polaire, s'il n'y a pas destruction simultanée d'une quantité identique de flux ouvert du côté nuit (voir paragraphe 2.1). Notre étude tend à confirmer ces résultats et à les étendre au cas d'une transition inverse, puisque pendant toute la période de variation du  $B_z$ , la réponse du cornet polaire devance d'environ 8-9 minutes la réponse de la CRB.

Enfin, le panneau c montre la position du bord équatorial du cornet polaire vue par Cluster-DMSP et la limite équatoriale des échos du cornet polaire vue par le radar de Kapuskasing, ainsi que la position moyenne de la Région-1 de courants parallèles. Les radars ont une couverture continue et observent donc les variations de la limite équatoriale des échos du cornet polaire quasiment sur toute la période 14:30-17:30 TU, alors que les observations des satellites sont ponctuelles et espacées d'environ 100 minutes dans le temps (figure 5.8-c). Il est donc impossible de suivre finement les positions des frontières des précipitations. La comparaison entre les données radar et satellites de cette limite équatoriale du cornet polaire ne peut être que ponctuelle, aux instants de passage des satellites. On peut remarquer en ces points que la limite équatoriale des échos du cornet polaire vue par les radars SuperDARN est toujours située à plus haute latitude que celle observée par Cluster et DMSP, l'écart étant variable entre les mesures des deux instruments.

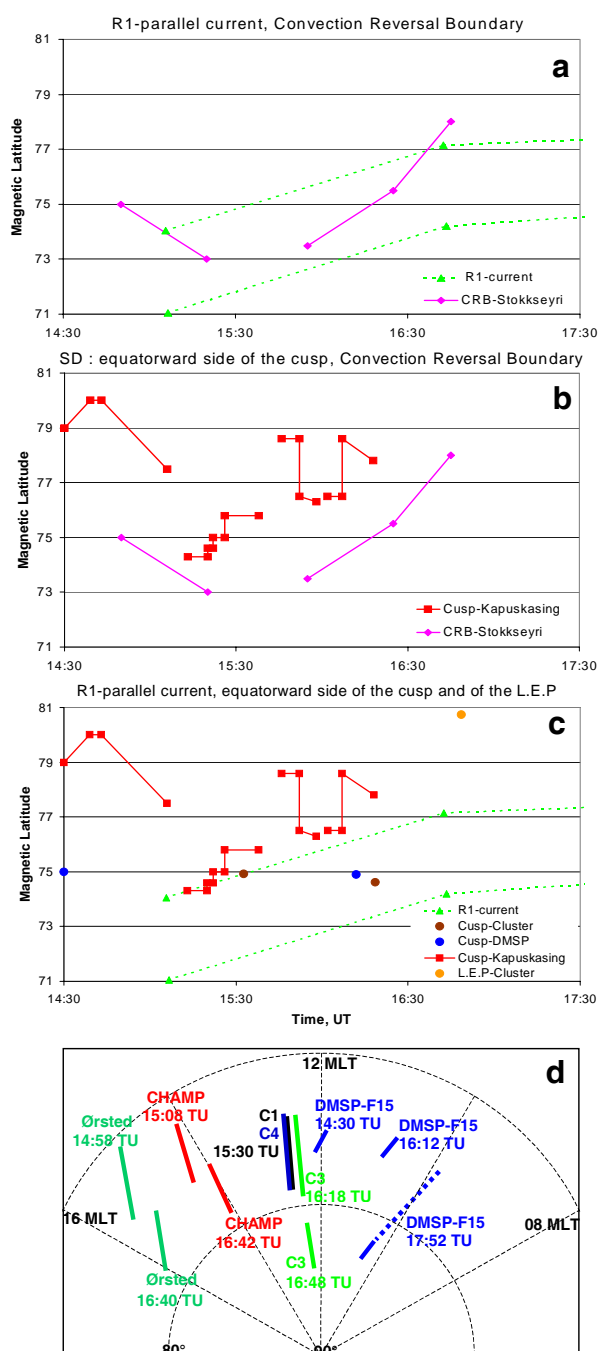


Fig. 5.8 : Événement du 30/08/2001. (a) Latitude magnétique des bords équatorial et polaire de la Région-1 de courants parallèles déduite d'Ørsted et CHAMP et de la CRB déduits du radar de Stokkseyri, sur l'intervalle 14:30-17:30 TU. (b) Latitude magnétique de la CRB déduite du radar de Stokkseyri et de la limite équatoriale des échos du corne polaire déduite du radar de Kapuskasing. (c) Latitude magnétique des bords équatorial et polaire de la Région-1 de courants parallèles déduite d'Ørsted et CHAMP, de la limite équatoriale des échos du corne polaire déduite du radar de Kapuskasing et de l'OCB déduite des spectrogrammes de Cluster et de DMSP-F15. (d) Trajectoires des satellites Cluster, DMSP-F15, CHAMP et Ørsted, sur la période 14:30-18:00 TU dans un diagramme latitude magnétique - temps magnétique local.

Durant les périodes où  $B_z$  est proche de 0, voire positif, on s'attend à ce que le cornet polaire, soit déplacé à plus haute latitude (Newell *et al.*, 1989). Or, on remarque à 14:30 TU et autour de 16:20 TU ( $B_z \approx 0$ ), que la limite équatoriale du cornet polaire vu par Cluster-DMSP est environ 3-4° plus bas que celui observé par SuperDARN. L'écart est donc très important. Ce résultat semble indiquer que la limite équatoriale des échos du cornet polaire observé par SuperDARN ne peut pas être assimilé directement à la position de l'OCB. Dans des études précédentes, Baker *et al.* (1990) et Yeoman *et al.* (1997) ont montré que le bord équatorial du cornet polaire observé du point de vue des particules par DMSP, était co-localisé avec le bord équatorial des échos du cornet polaire observé par un radar HF, ce qui est en désaccord avec les résultats de la présente étude. Cependant les travaux cités se réfèrent à des situations de  $B_z$  sud et au moins relativement stationnaires. Dans le cas présent, la composante nord-sud de l'IMF fluctue fortement autour de 0 et le cornet polaire est observé à nettement plus haute latitude. De plus, un effet saisonnier peut contribuer à expliquer ces différences.

Par contre, lorsque  $B_z$  devient positif pour une durée assez longue (à partir de 16:20 TU), on observe un épaississement de la région de précipitation de basse énergie (Hardy, 1984) appelée région LEP<sup>26</sup>, vers les hautes latitudes jusqu'à 81° MLAT (observé aussi bien par Cluster sur la figure 5.7, que par DMSP sur la figure 5.6) et une disparition du cornet polaire typique, avec une absence de signature de dispersion. La région L.E.P. se situe dans la calotte polaire côté jour. Suivant cette ligne d'interprétation, l'observation de la seconde structure de précipitation par Cluster-3 doit être interprétée plus comme un effet temporel c'est-à-dire le développement de la précipitation de  $B_z$  nord dans la calotte polaire, que comme un effet spatial, dans lequel Cluster traverserait le nouveau cornet polaire formé en réponse à la transition vers le nord de  $B_z$ . L'instant de cette observation (16:50 TU) semble indiquer un délai d'une vingtaine de minute pour l'établissement de ce nouveau régime après l'apparition d'une composante  $B_z$  positive. La région L.E.P est la zone où l'on observe également les courants NBZ associée à des précipitations provenant du manteau, lorsque  $B_z$  est positif (Iijima *et al.*, 1984 ; Zanetti *et al.*, 1984 ; Potemra *et al.*, 1984 ; Rich *et al.*, 1990). Si on suppose que la précipitation associée au cornet polaire et au manteau a lieu exclusivement sur des lignes de champ ouvertes, on remarque que le bord équatorial du cornet polaire vu par Cluster-DMSP reste situé à l'intérieur de la Région-1 observée par Ørsted-CHAMP (figure 5.8-c). Ce résultat indique que la Région-1 est à cheval sur l'OCB et donc qu'une partie de la Région-1 est située

---

<sup>26</sup> *Angl.* Low-energy precipitation

sur des lignes de champ ouvertes, comme l'ont supposé *Siscoe et al.* (1991). Avant et après la variation de  $B_z$ , la Région-1 est située essentiellement à des latitudes inférieures à celles du cornet polaire. Le bord équatorial du cornet polaire coïncide avec le bord polaire de la Région-1 (par exemple à 16:15 TU), résultat en accord avec *Erlandson et al.* (1988).

## 5.7 Conclusion

Le 30 août 2001, une conjonction entre satellites et radars permet d'étudier l'évolution des frontières et des régions magnétosphériques liée à des variations de la composante  $B_z$  de l'IMF et surtout l'évolution des positions relatives des différentes frontières. On remarque que la signature ionosphérique de la limite équatoriale du cornet polaire est très sensible et réagit immédiatement aux variations de  $B_z$ . La CRB et la Région-1 de courants parallèles se déplacent également sous l'action des variations du  $B_z$ , mais de manière beaucoup plus continue. Enfin, les quelques points de mesures satellites semblent indiquer que l'OCB est plus stable en position que la CRB et que les grandes régions de courants parallèles, puisque même après la rotation de  $B_z$  de négatif vers positif, la position équatoriale de la région LEP (figure 5.8-c) n'a pas beaucoup varié, contrairement au bord polaire qui s'est étendu à des latitudes plus hautes que le cornet polaire classique (*Hardy*, 1984 ; *Newell et al.*, 1989).



- 6 -

## Réponse à des impulsions de la pression du vent solaire : le cas du 14 juillet 2001

Le 14 juillet 2001 entre 01:15 et 02:15 TU, la pression du vent solaire présente trois impulsions croissantes successives qui se traduisent chacune par une intensification aurorale dans le cornet polaire, observée par le satellite IMAGE. Chaque impulsion de pression se traduit également par des injections dans le cornet polaire, de particules provenant de la magnétogaine observées par Cluster et par des sursauts de convection observés par SuperDARN dans l'ionosphère conjuguée. Certains aspects de cet événement font l'objet d'une étude séparée Cluster-IMAGE (*Bosqued et al.*, 2003).

### 6.1 Géométrie de la conjonction

Durant l'été 2001, le périhélie de l'orbite des satellites Cluster est situé du côté jour. Au voisinage du périhélie, le tétraèdre que forment les 4 satellites est très déformé, comme le montre la figure 6.1-a. Cluster -1, -2 et -4 sont groupés et rencontrent par conséquent les différentes régions magnétosphériques à peu près simultanément, tandis que Cluster-3 est décalé avec un retard d'environ 40 à 50 minutes sur l'orbite. Le 14 juillet 2001, les satellites Cluster se déplacent à moyenne altitude ( $\sim 3-5 R_E$ ), depuis les basses latitudes vers le pôle nord et légèrement du côté après-midi. Ils rencontrent le cornet polaire entre 1300 et 1500 MLT et de 01:00 à 03:00 TU en fonction des satellites. Durant toute leur traversée du cornet polaire, la projection ionosphérique des 4 satellites Cluster est située sur les champs de vue des radars de Kodiak et de Prince George (figure 6.1-b). Ils restent essentiellement sur le faisceau 5 de Prince George et traversent successivement d'est en ouest, la partie ouest du champ de vue de Kodiak : faisceaux 5 à 0. Le satellite IMAGE est idéalement positionné, pour donner des images de l'ovale auroral nord. Cette conjonction multi-instruments est très bien adaptée pour

étudier la dynamique du cornet polaire.

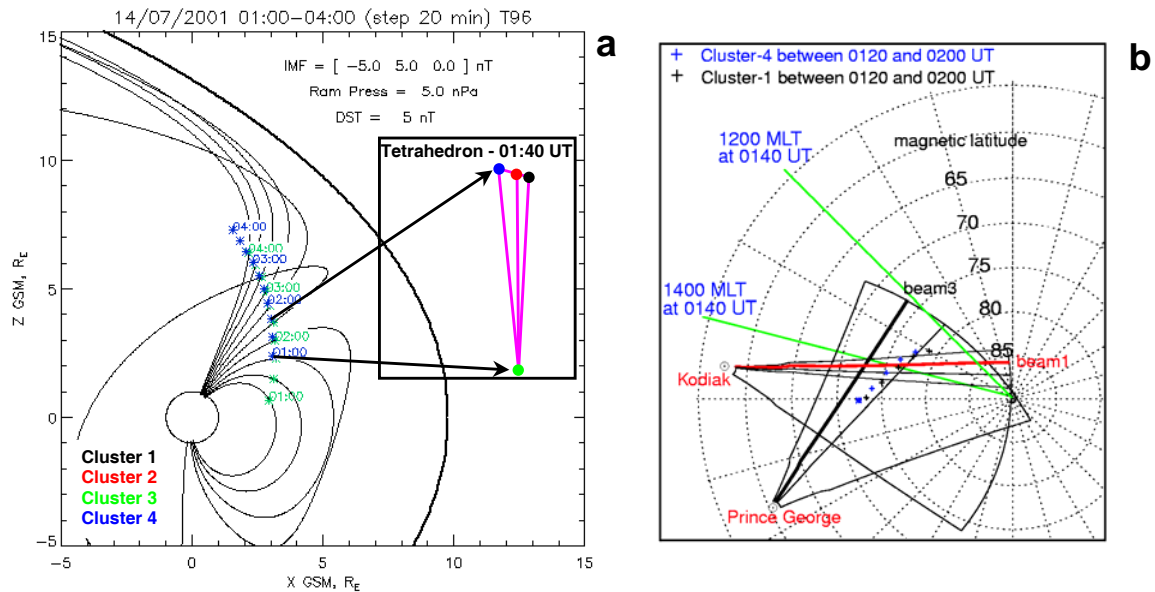


Fig. 6.1 : Événement du 14/07/2001. (a) Schéma de la projection de Cluster dans le plan XZ GSM de la magnétosphère, pour la période 01:00-04:00 TU, le 14 juillet 2001. Les points bleus et verts représentent les positions de Cluster-4 et -3 respectivement. Quelques lignes de champ magnétosphériques ont été tracées à partir du modèle T96. Une vue agrandie de la configuration des satellites est également représentée en encart à droite de la figure, à 01:40 TU. (b) Carte (coordonnées magnétiques) des champs de vue des radars SuperDARN de Prince George et Kodiak, avec superposées les trajectoires de Cluster-1 (croix noires) et de Cluster-4 (croix bleues) pour la période 01:20-02:00 TU, le 14 juillet 2001. Le faisceau 3 (ligne noire) de Prince George et le faisceau 1 (ligne rouge) de Kodiak sont indiqués.

## 6.2 Conditions interplanétaires

Le 14 juillet 2001, la pression du vent solaire est très élevée entre 5 et 13 nPa et elle subit surtout de fortes variations durant la période 01:15-02:15 TU. Trois impulsions croissantes se succèdent, comprimant de plus en plus l'avant de la magnétosphère, suivies par une brusque décroissance. Elles sont observées aussi bien au niveau du satellite ACE (figure 6.2-f), qu'au niveau de l'orbite géostationnaire par le satellite LANL-L4 (figure 6.2-e). Celui-ci situé dans le secteur de 0900 MLT, montre que l'intensité du flux de protons piégés à haute énergie, suit parfaitement les variations de pression du vent solaire. Ces deux satellites permettent d'évaluer très précisément le délai de propagation du vent solaire entre ACE et l'ionosphère qui varie de 52 à 56 minutes durant la période des impulsions de pression. Ce délai variable existant entre

ACE et LANL-L4, montre qu'il faut faire attention lorsque l'on veut évaluer avec une bonne précision (quelques minutes), le temps de propagation de ACE à la magnétosphère et l'ionosphère. L'hypothèse d'un délai constant dans le cas du 14 juillet 2001, conduirait à associer de manière erronée, les précipitations observées à des impulsions de pression négatives.

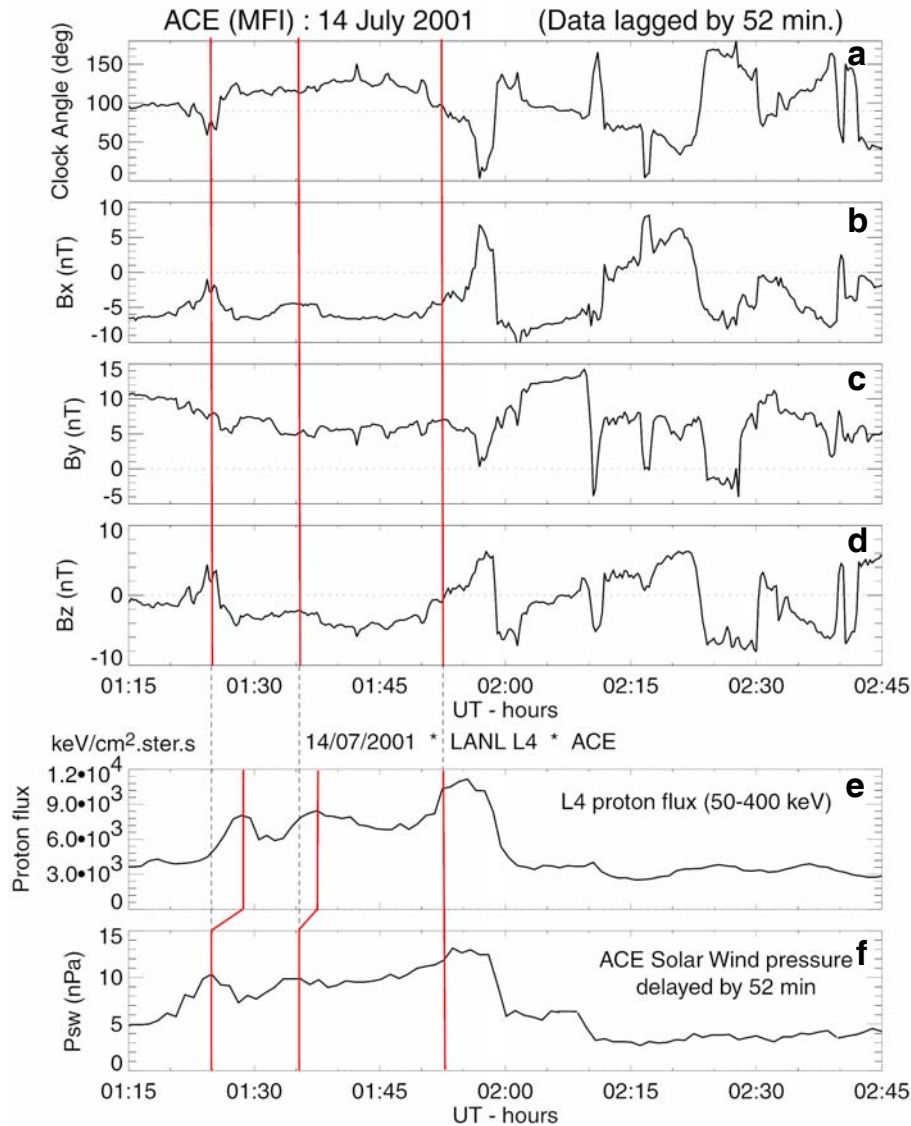


Fig. 6.2 : Événement du 14/07/2001. Champ magnétique interplanétaire : (a), (b), (c), et (d) angle horaire, composantes Bx, By, et Bz, mesurés par le satellite ACE et décalés de 52 minutes, sur la période 01:15-02:45 TU. (e) Flux de protons mesuré par le satellite LANL-L4. (f) Pression du vent solaire déterminée à partir des données ACE et décalée de 52 minutes. Les lignes rouges verticales correspondent aux trois impulsions de pression du vent solaire observées avec un délai variable entre ACE et LANL-L4.



Chaque maximum d'impulsion de la pression atteint la magnétosphère respectivement à 01:29, 01:37 et 01:53 TU (lignes rouges de la figure 6.2). La pression subit ensuite une forte et rapide décroissance entre 01:58 et 02:11 TU. L'IMF est relativement stable durant la période des impulsions de pression ;  $B_y$  est fortement positif entre 5 et 10 nT (figure 6.2-c) et  $B_z$  est faiblement négatif entre -2 et -4 nT (figure 6.2-d) avec deux brèves incursions positives associées à la première et à la troisième impulsions de pression.

### 6.3 Convection : SuperDARN

Durant la période des impulsions de pression, les radars de Kodiak et de Prince George sont situés dans le secteur de 1200-1700 MLT. Les faisceaux du radar de Kodiak pointent essentiellement vers le nord. Des vitesses vers le nord, c'est-à-dire s'éloignant du radar (vitesses codées en jaune-rouge) sont observées sur les faisceaux les plus à l'ouest, des vitesses quasi-nulles sur les faisceaux centraux et enfin des vitesses dans la direction solaire, c'est-à-dire se rapprochant du radar (vitesses codées en bleu) sur les faisceaux pointant vers l'est. Le radar de Prince George pointe essentiellement vers l'ouest et montre des vitesses s'éloignant du radar (vitesses codées en jaune-rouge) donc essentiellement vers l'ouest sur les faisceaux centraux. La combinaison des données des deux radars permet d'identifier une partie de la cellule ronde côté soir, typique d'une composante  $y$  de l'IMF positive et de l'entrée de plasma dans la calotte polaire, correspondant à la signature ionosphérique du cornet polaire (géométrie représentée sur la figure 1.4-c). La figure 6.3 présente les diagrammes de vitesse radiale et de puissance du signal en fonction du temps et de la distance au radar des faisceaux les plus à l'ouest (0 à 5) de Kodiak. Sur ces faisceaux, des sursauts de vitesses très fortes supérieures à  $1000 \text{ m.s}^{-1}$  et dirigées vers le nord, sont observés pendant la période des trois impulsions de pression se produisant respectivement à 01:29, 01:37 et 01:53 TU. Chaque sursaut de convection est associé à une augmentation de l'intensité du signal rétrodiffusé. Cependant, les maxima de puissance et de vitesse de chaque sursaut ne sont pas superposés : le maximum de vitesse est plutôt situé sur les faisceaux 0, 1 et 2, alors que celui de puissance est plutôt situé sur les faisceaux 3 et 4 (figure 6.3). Durant la période des impulsions de pression entre 01:20 et 02:00 TU, la limite basse latitude des échos se déplace vers le radar, indiquant un mouvement vers l'équateur de la signature ionosphérique du cornet polaire. Ce mouvement est typique d'augmentations de la pression du vent solaire qui tendent à comprimer l'avant de la magnétosphère et à déplacer le cornet polaire à plus basse latitude (*Newell et Meng, 1994* ;

Sandholt *et al.*, 1994). A chacune des trois impulsions de pression est associé un sursaut de convection se déplaçant vers le nord avec une vitesse supérieure à la vitesse du plasma ambiant, comme le montrent les panneaux a et b de la figure 6.4. Ces sursauts de convection sont plus diffus, c'est-à-dire qu'ils possèdent une extension latitudinale plus grande, que les sursauts généralement associés à de la reconnexion sans impulsion de pression.

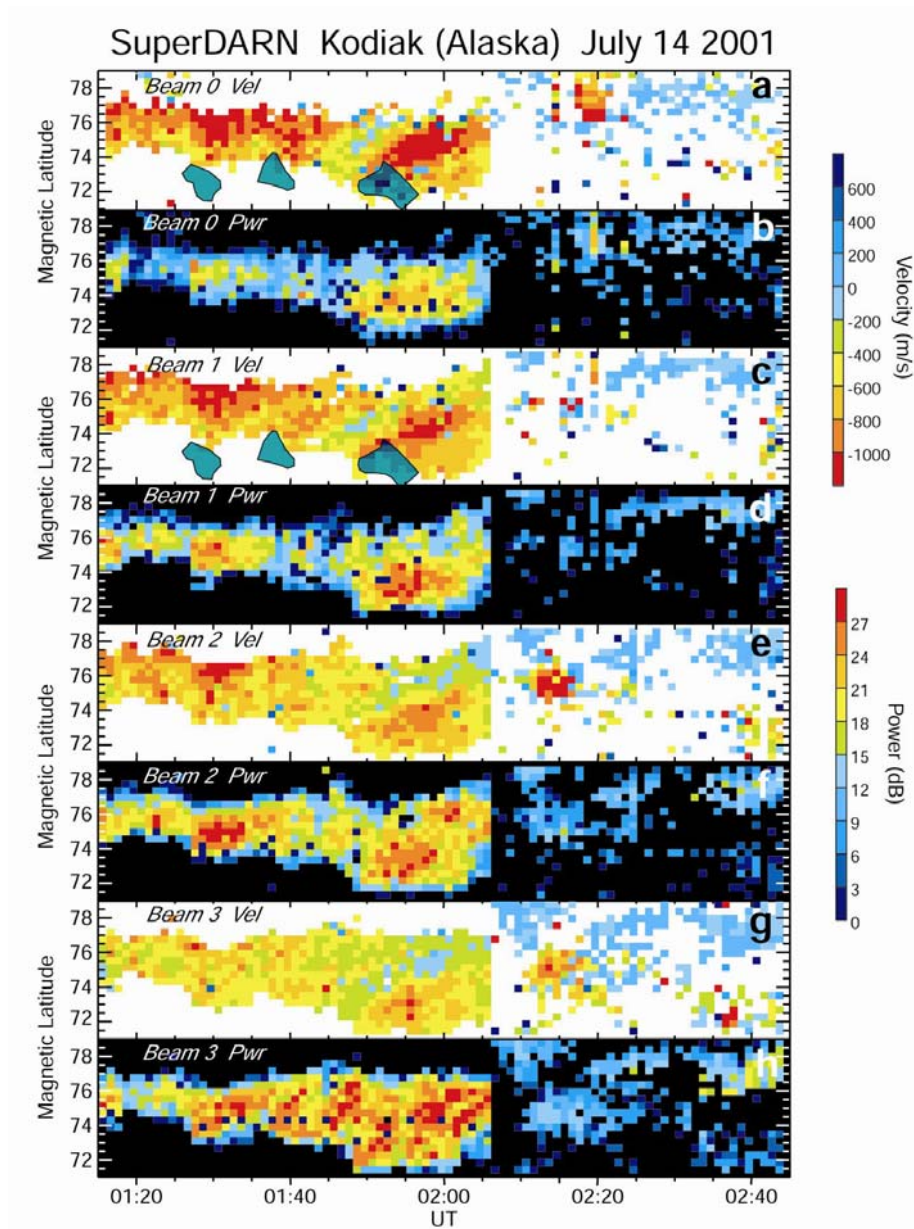


Fig. 6.3 : Événement du 14/07/2001. Vitesse radiale et puissance rétrodiffusée pour les faisceaux 0 à 3 du radar de Kodiak, en fonction du temps et de la latitude magnétique. Les formes vertes superposées à la vitesse radiale sur les faisceaux 0 et 1, représentent les sursauts de précipitation aurorale mesurés par le satellite IMAGE.

## 6.4 Emissions aurorales : IMAGE

Entre 01:00 et 03:00 TU, des intensifications des aurores sont également observées par la caméra UV lointain du satellite IMAGE. Au niveau du cornet polaire entre 1300 et 1500 MLT, des intensifications transitoires des précipitations sont observées, suivies par des intensifications plus tardives (2 - 3 minutes) sur les flancs matin et soir de l'ovale auroral. Les impulsions de pression du vent solaire agissent donc sur l'ensemble de la magnétosphère. Les données IMAGE sont présentées sous forme de kéogrammes, c'est-à-dire de coupes de l'intensité lumineuse le long d'un méridien magnétique, en fonction du temps. Le kéogramme de 13,8 MLT, correspondant au MLT du faisceau 1 du radar de Kodiak est présenté sur le panneau d de la figure 6.4.

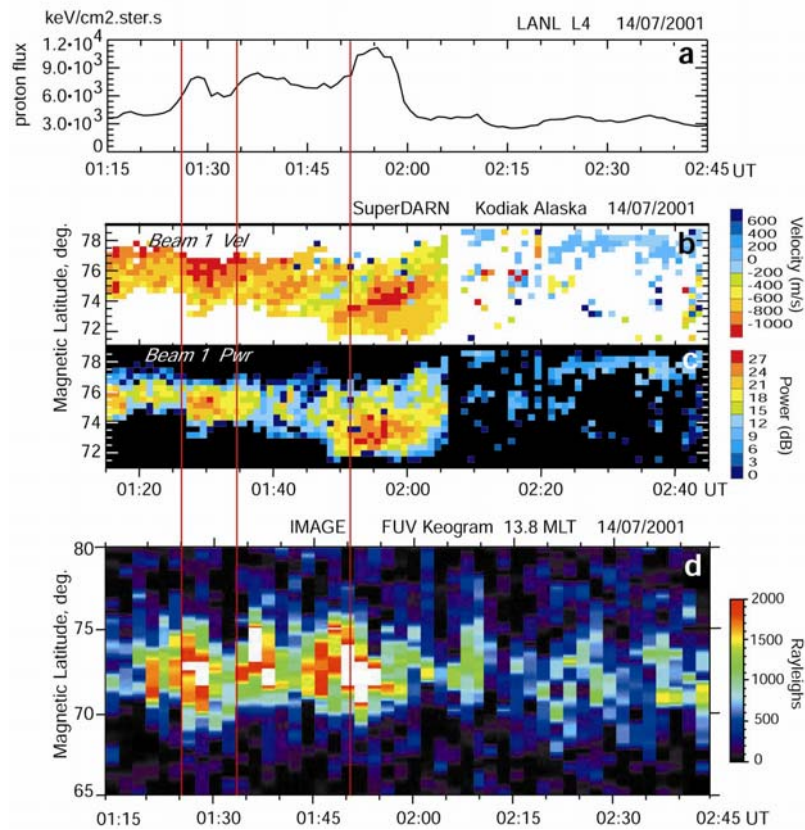


Fig. 6.4 : Événement du 14/07/2001. (a) Flux de protons mesuré par le satellite LANL-L4, sur la période 01:15-02:45 TU. (b) et (c) Diagrammes de la vitesse radiale et de la puissance rétrodiffusée du signal radar pour le faisceau 1 du radar de Kodiak. (d) Kéogramme en fonction du temps et de la latitude magnétique, à un MLT fixé de 13,8. Les lignes rouges verticales correspondent aux trois impulsions de pressions du vent solaire.

Trois précipitations très intenses au niveau du cornet polaire sont observées simultanément à chaque impulsion de pression entre 71 et 75° MLAT. Cependant, contrairement aux données SuperDARN, aucun mouvement vers l'équateur du bord basse latitude n'est détecté d'une aurore à l'autre. Par contre, à l'intérieur de chaque aurore, on observe un léger mouvement vers l'équateur du maximum d'intensité.

## 6.5 Particules et champs : Cluster

Cluster-1, -2 et -4 traversent le cornet polaire entre 01:35 et 02:00 TU environ, au moment des impulsions de pression, alors que Cluster-3 le traverse après, entre 02:10 et 02:40 TU environ. Les spectrogrammes omnidirectionnels des ions obtenus par Cluster-1, -3 et -4, montrent clairement la frontière lignes de champ fermées/ouvertes (OCB) indiquant le passage du feuillet de plasma côté jour vers le cornet polaire (figure 6.5). Des dispersion typiques des ions depuis les hautes vers les basses énergies, du fait de l'effet du filtre de vitesses (*Reiff et al.*, 1977) sont observées dans le cornet polaire avec une énergie moyenne de 300 eV. Les particules les plus énergétiques atteignent très vite le cornet polaire, les lignes de champ n'ayant pas eu le temps d'être convectées, tandis que les particules d'énergie plus faible se déplacent plus lentement et ont le temps d'être convectées vers le nord. Les profils de densité des ions déduits des données CIS présentent une succession de pics confirmant l'existence d'injections de particules depuis la magnétogaine. Les densités moyennes des ions observées dans le cornet polaire sont élevées entre 50 et 150 cm<sup>-3</sup> pour Cluster-1 et -3, caractérisant une précipitation intense dans le cornet polaire.

Cluster-4 entre le premier dans le cornet polaire à environ 01:20 TU. Il rencontre une première dispersion d'ions d'assez faible intensité, puis une deuxième dispersion plus complexe et formée de plusieurs sous-structures d'injection, à partir de 01:25 TU. Cet ensemble est associé à la première impulsion de pression du vent solaire. Cluster-4 rencontre autour de 01:36 TU, une dispersion là encore formée de sous-structures et associée à la seconde impulsion de pression.

Cluster-1 n'observe pas les dispersions associées à la première impulsion de pression, car il entre dans le cornet polaire après que les précipitations de particules associées aient cessé. Par contre, il se trouve dans le cornet polaire à 01:36 TU et observe les injections associées à la deuxième impulsion de pression. Cluster-1 observe à partir de 01:50 TU, deux injections de

faible intensité associées à la troisième impulsion de pression. Malgré le fait que l'impulsion est très forte, Cluster-1 ne voit que de faibles flux associés à ces dispersions et Cluster-4 ne les voit pas, car les deux satellites sont situés sur le bord polaire de la zone de précipitation observée par IMAGE.

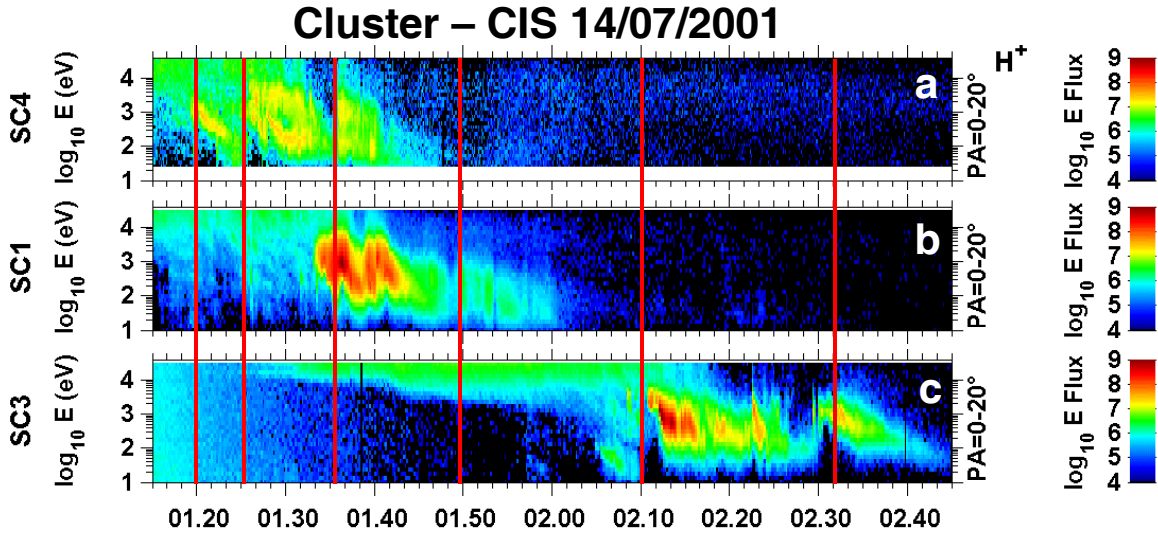


Fig. 6.5 : Événement du 14/07/2001. Spectrogrammes (temps, énergie) des flux des ions  $H^+$ , mesurés par Cluster-CIS dans la direction parallèle au champ magnétique (angle d'attaque =  $0-20^\circ$ ), pour les satellites 4-1-3, sur la période 01:15-02:45 TU. Les lignes rouges verticales correspondent aux temps initiaux des différentes dispersions d'ions.

Cluster-3 est très en retard par rapport aux trois autres satellites. Il entre dans le cornet polaire à 02:10 TU et n'observe aucune des injections associées aux trois impulsions de pression. Par contre, il observe une dispersion associée à une quatrième impulsion de pression plus faible se produisant après la forte chute de pression à 02:00 TU. Une dernière dispersion observée à 02:32 TU est probablement associée aux passages de négatif à positif des composantes  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF.

Ces précipitations transitoires et très intenses du cornet polaire sont interprétées par Bosqued *et al.* (2003), en termes d'une modulation du taux de reconnexion sur le flanc après-midi de la magnétopause (du fait des composantes  $B_y$  positive et  $B_z$  négative de l'IMF), principalement sous l'action des impulsions de pression du vent solaire, impactant sur la magnétosphère.

L'expérience FGM montre une décroissance générale du module du champ magnétique, due à l'altitude croissante des satellites. Sur chacun des satellites, chaque impulsion de pression est associée à une diminution supplémentaire du champ magnétique total par rapport à la

décroissance moyenne, du fait de la compression de la magnétosphère. Lorsque chaque satellite entre dans le cornet polaire, le champ magnétique présente des fluctuations importantes qui ne sont pas observées dans les régions adjacentes. Les variations observées suivant la direction du maximum de variance dans le plan perpendiculaire au champ magnétique moyen (voir Annexe B), correspondent à des signatures de courants parallèles. On peut les associer au passage de tubes de flux à l'intérieur du cornet polaire sous l'action des impulsions de pression, contenant les injections d'ions observées par CIS.

Enfin, le profil de vitesse de convection observé par EDI sur Cluster-1, montre des vitesses vers le nord-ouest, résultat cohérent avec la géométrie de convection attendue dans le cornet polaire lorsque la composante  $B_y$  de l'IMF est positive (géométrie représentée sur la figure 1.4-c).

## 6.6 Discussion

Lors d'impulsion de pression du vent solaire sur la magnétosphère, la signature ionosphérique la plus souvent détectée est un double vortex de convection, le TCV, associé à une augmentation ou à une diminution du courant de magnétopause divergeant vers l'ionosphère en courants parallèles (voir paragraphe 2.2). Dans le cas présenté ici, les structures de convection observées par les radars SuperDARN ne présentent aucune caractéristique des TCVs, car leurs dimensions sont plus petites et leur vitesse de phase est dirigée vers le nord, ce qui n'est pas le cas des TCVs. Les sursauts de convection présentent plus de similitudes avec des signatures de FTEs (Pinnock *et al.*, 1993, 1995). Jusqu'ici les PIFs ou PMAFs ont toujours été associés à des FTEs créés par de la reconnexion à la magnétopause, dans des conditions d'IMF favorable ( $B_z$  négatif). Certaines émissions aurorales transitoires et des sursauts de convection ont été associés à des impulsions de pression du vent solaire (Sibeck *et Croley*, 1991 ; Moen *et al.*, 1996). Cependant ces signatures sont engendrées du côté équatorial de l'OCB et se déplacent vers l'équateur. Egalement, Sandholt *et al.* (1994) ont montré l'existence d'émissions aurorales transitoires associées à une intensification de la convection ionosphérique azimutale, lors d'accroissement de la pression du vent solaire. Pour les auteurs, ces événements sont gouvernés pour partie par l'orientation favorable de l'IMF ( $B_z$  négatif et fort  $B_y$ ) et par les impulsions de pression. L'étude faite ici présente une situation similaire, puisque les conditions de l'IMF ( $B_z$  négatif et fort  $B_y$  positif) sont également favorables à de la reconnexion à l'avant de la magnétopause (cette analogie est d'ailleurs confirmée par

l'observation par le radar de Kodiak de sursauts de convection se déplaçant vers le nord au niveau du cornet polaire, mais d'extension en latitude plus fine, avant la période des impulsions de pression et très probablement associés au  $B_z$  négatif de l'IMF). Comme dans le cas étudié par *Sandholt et al.* (1994), les impulsions de pression constituent un déclencheur supplémentaire aux événements de reconnexion. Cependant, une différence avec l'étude de *Sandholt et al.* (1994) est que la première et la troisième impulsions de pression sont associées à une rotation vers le nord de l'IMF, phénomène qui est habituellement associé à une diminution de la pression. Cependant, il semble que, à l'inverse, dans ces circonstances, les sursauts de convection sont plus intenses.

### 6.6.1 Corrélation entre les sursauts de convection et les intensifications des aurores

SuperDARN et IMAGE observent très clairement les conséquences de l'arrivée de chaque impulsion de pression sur la face avant de la magnétosphère, sous forme de sursaut de convection et d'intensification des aurores, liés à des injections de plasma jusque dans l'ionosphère, comme le montre la figure 6.4. Sur la figure 6.3, les intensifications aurorales observées par IMAGE sont superposées (formes vertes), aux faisceaux 0 et 1 du radar de Kodiak situés aux mêmes MLTs. La figure 6.6 montre les trois cartes magnétiques de convection globale déduites des données SuperDARN et du modèle statistique de *Ruohoniemi et Greenwald* (1996) au moment de chaque impulsion de pression et sur lesquelles sont superposées les données IMAGE et la position de Cluster-1.

A partir de l'ensemble des figures 6.3, 6.4 et 6.6, on peut étudier comment ces deux signatures différentes du même processus s'agencent l'une par rapport à l'autre spatialement et temporellement et remarquer que les signatures de convection et de précipitations sont décalées aussi bien dans l'espace que dans le temps :

*Temporellement* - Les intensifications aurorales débutent 1 à 2 minutes environ avant l'apparition des sursauts de convection et surtout elles cessent plus rapidement (au bout de 4-5 minutes), alors que les sursauts de convection persistent pendant environ 10 minutes en ce déplaçant vers le nord (figures 6.3 et 6.4).

*Spatialement* - Les intensifications aurorales sont également centrées à plus basse latitude (~1 à 2° MLAT) que celle d'apparition des sursauts de convection. Surtout elles se déplacent peu au cours du temps, avec un mouvement de faible amplitude vers l'équateur de la



précipitation contrairement aux sursauts de convection radar qui se déplacent vers le nord (figures 6.3 et 6.6).

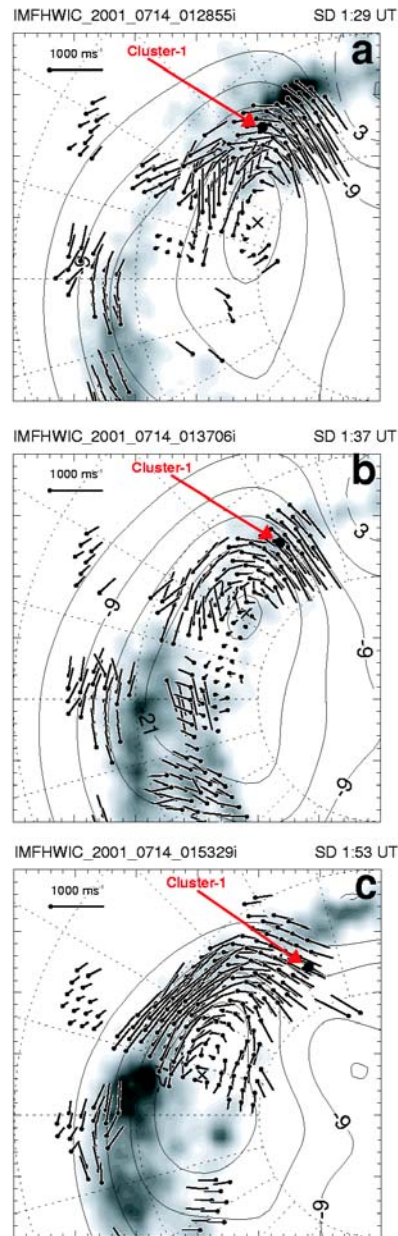


Fig. 6.6 : Événement du 14/07/2001. Cartes en coordonnées magnétiques des précipitations aurorales mesurées par la caméra WIC d'IMAGE, sur lesquelles sont superposées les vecteurs de convection ainsi que les équipotentiels déduits des données de SuperDARN et du modèle de convection globale de Ruohoniemi et Baker (1998) au moment de chaque impulsion de pression (a) à 01:29 TU, (b) à 01:37 TU et (c) à 01:53 TU. La position de Cluster-1 au temps de la carte est indiqué sous la forme d'un point noir.



Ainsi, la différence de comportement entre les précipitations et le sursaut de convection associés à une injection depuis la magnétogaine est mise en évidence, lors d'une impulsion de pression. La propagation du sursaut de convection n'est pas directement associée à un déplacement identique et simultané de l'injection le long de la magnétopause. On n'observe qu'un léger déplacement vers le sud à l'intérieur de chaque aurore qui est probablement associé à la compression des lignes de champ par le vent solaire et donc au déplacement des pieds des lignes de champ vers l'équateur. Les sursauts de convection montrent un comportement opposé puisqu'ils se déplacent vers le nord, même si on peut remarquer sur la puissance du signal, qu'en début de vie durant la période de précipitation active, le premier et le troisième sursaut semblent d'abord subir un léger mouvement vers le sud, avant de se déplacer vers le nord (figure 6.4-c). On peut ainsi décomposer la vie du tube de flux dans l'ionosphère en deux étapes principales. Dans un premier temps, les particules contenues dans un tube de flux précipitent le long des lignes de champ magnétique jusque dans l'ionosphère engendrant un sursaut de convection qui semble suivre le mouvement vers l'équateur de la précipitation pendant une très courte période. Lorsque la précipitation cesse, le sursaut de convection commence à se propager vers le nord, probablement entraîné par la tension magnétique au point de reconnexion et par l'écoulement du vent solaire. Durant la majeure partie de sa vie, le sursaut de convection n'est donc plus directement associé à la précipitation active, mais doit être considéré comme une signature « fossile » de l'événement d'injection se propageant jusque dans la calotte polaire. Dans le cas de reconnexion sporadique à la magnétopause sous forme de FTEs, *McWilliams et al.* (2001a) ont montré qu'en général les sursauts de convection (les PIFs) associés présentent dans la première partie de leur vie une vitesse de phase supérieure à la vitesse de convection. Puis ils ralentissent au fur et à mesure qu'ils s'éloignent vers la calotte polaire. Ces résultats ont été associés pour la première fois au fait que la vie d'un sursaut de convection peut être décomposée en deux étapes, dont la première est directement liée à de la reconnexion active, tandis que la deuxième peut être considérée comme une trace fossile après relaxation de la tension magnétique. *Provan et al.* (2002) confortent cette hypothèse, en montrant que les PIFs sont situés à légèrement plus haute latitude que les signatures d'injections d'ions, caractéristiques de l'entrée de flux nouvellement ouvert. *Davies et al.* (2002) observent également ce type de phénomène : la signature fossile de convection entraîne avec elle les gradients de densité électronique engendrés dans le cornet polaire par les précipitations et qui sont le siège de l'instabilité de dérive de gradient, source de la rétrodiffusion. Dans la présente étude, la « vie » de l'injection peut aussi être décomposée en

deux étapes comme dans les études de *McWilliams et al.* (2001a), *Provan et al.* (2002) et *Davies et al.* (2002) : une étape brève d'injection de plasma jusqu'à l'ionosphère et une étape d'entraînement vers le nord du sursaut de convection engendré par l'injection. Par contre, un léger déplacement vers le sud sur deux des trois PIFs est observé sur les données SuperDARN, qui n'est pas mentionné par les auteurs précédemment cités. De plus, la vitesse de phase des PIFs (déterminée par la pente du sursaut suivant un faisceau radar), lorsqu'ils se déplacent vers le nord, est relativement faible  $\sim 750 \text{ m.s}^{-1}$ , et surtout plus faible que la vitesse du plasma contenu dans le sursaut  $\sim 1000 \text{ m.s}^{-1}$ . Ce résultat est contraire à celui de *McWilliams et al.* (2001a) qui observent que la vitesse de phase des sursauts est en début de vie bien supérieure à la vitesse de plasma et qu'elle ralentit au cours du temps. Ces quelques différences sont probablement à attribuer au fait que dans cette étude, les sursauts de convection sont déclenchés par la combinaison de deux processus se produisant au niveau de la magnétopause : les impulsions de pression qui compriment fortement la magnétosphère et de la reconnexion due aux conditions favorables d'IMF. Nous avons ainsi montré que des augmentations de la pression du vent solaire sont capables de déclencher des événements de reconnexion (FTEs).

Du fait de sa vitesse supérieure à celle du plasma ambiant on s'attend à observer des courants parallèles sur les bords du sursaut de convection fossile se déplaçant vers la calotte polaire. Or comme vu précédemment, les données IMAGE ne montrent pas de précipitations associées au sursaut et encore moins de précipitations d'électrons situées sur un des bords du sursaut et qui pourraient correspondre à un courant parallèle montant, comme attendu dans le modèle de FTE classique de *Southwood* (1987). Est-ce dû à des particules précipitantes qui n'engendrent pas d'aurores dans les gammes de longueurs d'onde détectées par la caméra FUV d'IMAGE ? Les émissions FUV correspondent à des énergies de l'ordre ou supérieures à quelques keV, IMAGE ne détecte donc que les protons de très hautes énergies ce qui peut expliquer qu'il n'observe pas des précipitations d'énergie plus faibles qui pourraient être associées aux sursauts eux-mêmes. L'analyse fine des données FGM de Cluster qui traverse certains de ces sursauts permettra peut-être de répondre à cette question. Associées aux données particules, les données magnétiques devront être utilisées pour identifier les courants parallèles associés au sursaut et la nature des porteurs de charge.

### **6.6.2 Comparaison entre la convection mesurée par SuperDARN et Cluster-1/EDI**

De même que dans le cas du 17 mars 2001 (chapitre 4), on cherche ici à comparer les

vitesses de convection mesurées sur Cluster-1 par EDI et par SuperDARN.

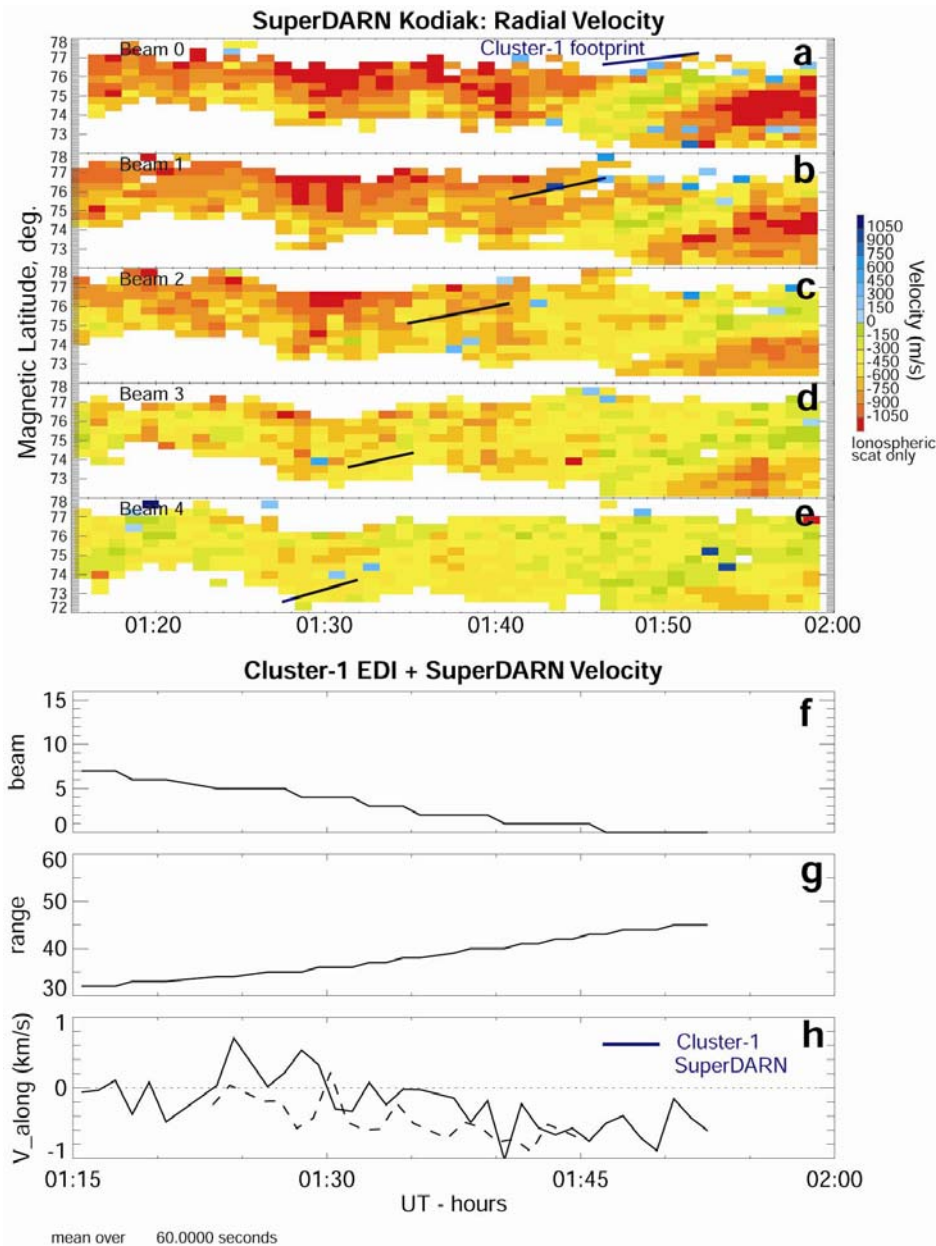


Fig. 6.7 : Événement du 14/07/2001. (a)-(e) Vitesse radiale pour les faisceaux 0 à 4 du radar de Kodiak, sur la période 01:15-02:00 TU. La projection ionosphérique de Cluster-1 est superposée aux échos radars sous la forme d'une ligne bleue. (f) et (g) Numéros du faisceau et de la porte du radar de Kodiak, sur lesquels Cluster se projette, en fonction du temps. (h) Comparaison entre les vitesses de plasma mesurées à Cluster (ligne noire) et à SuperDARN (ligne segmentée). Les vitesses Cluster sont projetées dans l'ionosphère, puis le long du faisceau du radar de Kodiak avec lequel il est conjugué. Les vitesses SuperDARN sont mesurées au niveau du pied de la ligne de champ de Cluster.

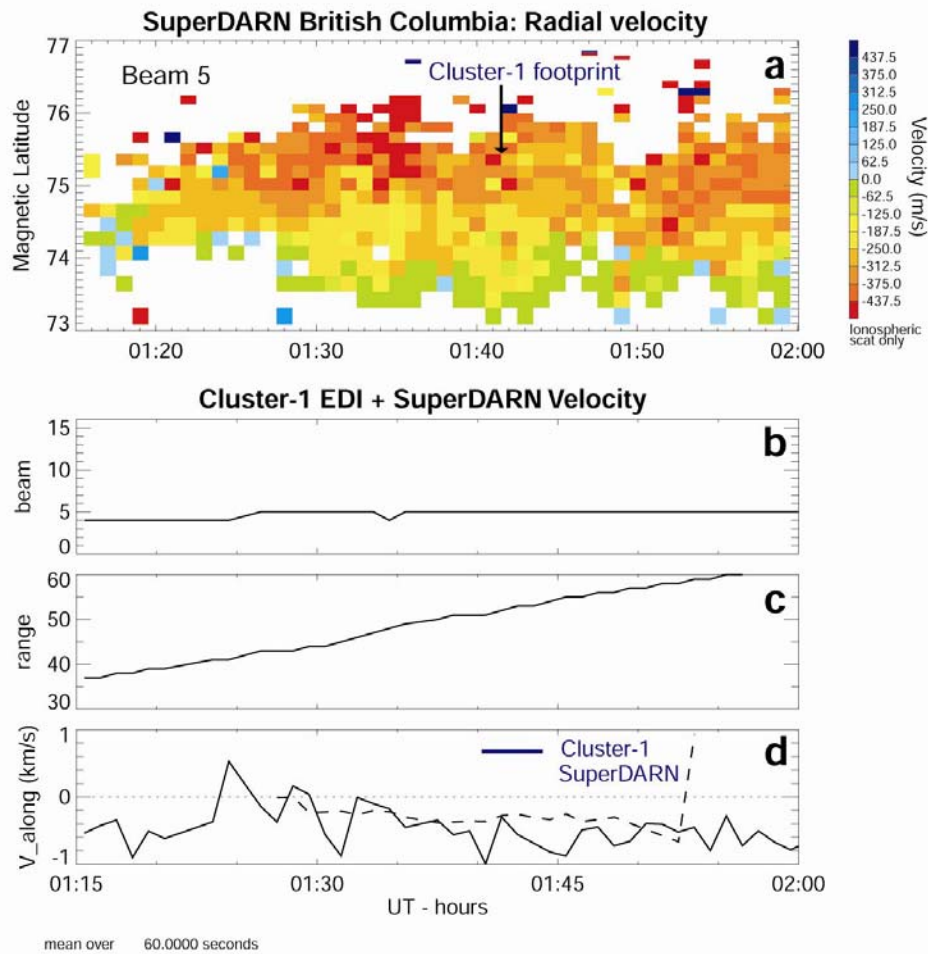


Fig. 6.8 : Événement du 14/07/2001. (a) Vitesse radiale pour le faisceau 5 du radar de Prince George, sur la période 01:15-02:00 TU. La projection ionosphérique de Cluster-1 est superposée aux échos radars sous la forme d'une ligne bleue. (b) et (c) Numéros du faisceau et de la porte du radar de Kodiak, sur lesquels Cluster se projette, en fonction du temps. (d) Comparaison entre les vitesses de plasma mesurées à Cluster (ligne noire) et à SuperDARN (ligne segmentée). Les vitesses Cluster sont projetées dans l'ionosphère, puis le long du faisceau du radar de Prince George, avec lequel il est conjugué. Les vitesses SuperDARN sont mesurées au niveau du pied de la ligne de champ de Cluster.

Pour cela, on projette d'abord les vitesses de Cluster-1 dans l'ionosphère, à l'aide du modèle de Tsyganenko 2001 (T2001), puis sur la direction du faisceau SuperDARN sur lequel Cluster se projette. Ainsi, il est possible de comparer la même composante de la vitesse de convection déterminée par les deux instruments. On effectue cette comparaison avec les données d'EDI pour chacun des deux radars de Kodiak et de Prince George séparément, puisque tous deux présentent des mesures au pied de Cluster. Les résultats sont présentés sur

les figures 6.7 et 6.8 respectivement. Celles-ci montrent que les vitesses mesurées par Cluster-EDI sont en moyenne du même ordre que les vitesses mesurées par SuperDARN, pour chacun des deux radars. Les vecteurs vitesse mesurés par Cluster sont donc parfaitement cohérents en module et en direction avec ceux obtenus grâce aux données combinées des deux radars SuperDARN. Cependant à petite échelle, des fluctuations beaucoup plus fortes sont observées par EDI que par les radars SuperDARN, ce qui est probablement dû au lissage des fluctuations spatiales par SuperDARN. Cette comparaison satisfaisante entre les résultats de Cluster et de SuperDARN confirme la méthode de projection utilisée pour l'étude de cas du 17 mars 2001. On remarque cependant que dans le cas du 14 juillet 2001, la vitesse Cluster est comparable à celle de SuperDARN, ce qui n'était pas le cas pour le 17 mars 2001. Cette différence peut s'expliquer par le fait que les conditions et les résultats sont différents du cas du 17 mars 2001. En effet, dans le cas du 14 juillet 2001, Cluster étant à basse altitude, les incertitudes liées à la projection des vitesses magnétosphériques dans l'ionosphère sont plus faibles.

## **6.7 Conclusion**

Le 14 juillet 2001, une conjonction entre deux radars SuperDARN (Prince George et Kodiak) observant la signature ionosphérique du cornet polaire et le satellite IMAGE diagnostiquant l'ovale auroral, a permis d'étudier la réponse dynamique du cornet polaire à des impulsions de pression du vent solaire. Une étude précise des injections de plasma et des différentes étapes de la vie de sursauts de convection produits par ces impulsions de pression a été réalisée. Nous avons montré pour la première fois, que des impulsions de pression peuvent être le déclencheur de la reconnexion entre les champs terrestre et interplanétaire, ce qui explique la forte similitude souvent observée entre FTEs et impulsions de pression. Le satellite Cluster dans le cornet polaire, en conjonction avec les deux radars SuperDARN, permet une nouvelle comparaison quantitative et satisfaisante entre les vitesses de convection mesurées par SuperDARN et par Cluster et ainsi confirme la méthode utilisée dans l'étude du cornet polaire externe le 17 mars 2001.

## - Conclusion -

Dans cette partie, nous avons étudié les réponses dynamiques côté jour du système magnétosphère-ionosphère à divers stimuli du milieu interplanétaire, à travers trois études de cas. Dans la première étude, nous avons réalisé la première comparaison quantitative de vitesses de plasma, et de vitesses de phase de FTEs, mesurées à la fois dans la magnétosphère et dans l'ionosphère, lors d'un retournement des composantes  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF. Les vitesses de plasma mesurées aux deux localisations sont très cohérentes en direction, cependant l'amplitude des vitesses mesurée dans la magnétosphère est plus élevée que celle mesurée dans l'ionosphère. Pour les vitesses de phase des FTEs, les vitesses mesurées aux deux localisations sont très voisines. Dans la seconde étude, nous avons quantifié le mouvement des différentes frontières magnétosphériques du côté jour, lors de variations de la composante  $B_z$  de l'IMF. Nous avons comparé entre elles les positions respectives de la Région-1 de courant parallèle, de la CRB du côté après-midi et du cornet polaire, sur une période de 3 heures environ. Nous avons observé que les temps de réponse de ces différentes régions à des variations du  $B_z$  sont différents. Enfin dans une troisième étude, nous avons montré que les impulsions de pression du vent solaire peuvent être le facteur de déclenchement des FTEs à la magnétopause, en période de  $B_z$  négatif. Nous avons confirmé des résultats antérieurs de *Provan et al.* (2002) et *Davies et al.* (2002), en montrant que les sursauts de convection associés aux FTEs, entraînés vers le nord par la tension magnétique, sont bien une signature fossile de la reconnexion. Ces sursauts de convection continuent à exister plusieurs minutes après que la précipitation de particules provenant de la magnétogaine ait cessé.

Nous avons ainsi montré, que les réponses du système magnétosphère-ionosphère à des stimuli interplanétaires différents peuvent présenter des similitudes comme les signatures ionosphériques de reconnexion en réponse à des variations de l'IMF ou de la pression du vent solaire (17 mars 2001 ou 14 juillet 2001). Les diverses réponses en particulier dans l'ionosphère sont complexes avec des phases actives et de relaxation. Elles font apparaître des constantes de temps différentes. C'est au travers de nouvelles études de cas aussi complètement documentées que possible que cette dynamique temporelle pourra être approfondie.



## **- Partie III -**

### **Electrodynamique des structures aurorales de moyenne échelle**

La dynamique des structures de moyenne échelle s'accompagne de systèmes locaux de courants. Ces courants comportent des courants parallèles aux lignes de champ magnétique, responsables des transferts d'énergie et d'impulsion de la magnétosphère vers l'ionosphère, et des courants horizontaux dans l'ionosphère elle-même, assurant la fermeture des courants parallèles.

Les satellites magnétiques de type Ørsted et CHAMP permettent d'évaluer les courants parallèles. Leur fermeture par des courants horizontaux ionosphériques dépend du champ électrique dont SuperDARN peut fournir la structure bi-dimensionnelle, au moins pour les échelles supérieures à quelques dizaines de kilomètres. Ces échelles sont bien adaptées à l'étude des structures aurorales de moyenne échelle. Dans cette partie, nous présentons deux études de cas consacrées à la fermeture dans l'ionosphère du circuit électrique associées à des structures aurorales, grâce aux données du satellite Ørsted et de radars SuperDARN : un FTE du côté jour (chapitre 7) et un arc auroral du côté nuit (chapitre 8). Dans chacun de ces chapitres, nous présenterons les perspectives de travail sur l'électrodynamique de structures aurorales dans la région concernée, susceptibles d'être réalisées grâce à des données de radar SuperDARN en conjonction avec des données de satellites magnétiques ou des satellites Cluster.





- 7 -

## **Electrodynamique des structures du côté jour : résultats et perspectives**

Nous avons étudié dans la seconde partie de cette thèse, les processus de reconnexion du côté jour de la magnétosphère en nous limitant à leur aspect dynamique. Nous allons aborder ici l'aspect électrodynamique, c'est-à-dire les structures de courants associées aux FTEs, au travers de quelques exemples. Depuis les 20 dernières années, plusieurs modèles de l'électrodynamique des FTEs ont été proposés, décrivant la distribution des courants parallèles et des courants de Pedersen ionosphériques à l'intérieur d'un tube de flux reconnecté. Dans le modèle de *Lee* (1986), la distribution des courants parallèles est coaxiale dans le tube de flux, avec un courant montant au centre du tube et un courant descendant sur sa périphérie. Dans le modèle de *Southwood* (1987), deux courants parallèles de signe opposé sont distribués sur les flancs du tube de flux, de part et d'autre de l'axe de déplacement de la structure. Seules quelques observations des paramètres électrodynamiques d'un FTE ont été réalisées jusqu'ici. Les modélisations électrodynamiques de FTEs de *Basinska et al.* (1989) et de *Escoubet et al.* (1992) ont permis d'interpréter de manière satisfaisante, dans le cadre du modèle de *Southwood* (1987), les données de champs magnétique et électrique mesurées par des satellites dans la basse magnétosphère et associées à des FTEs. Ces résultats sont en accord avec les résultats de *Smith et Lockwood* (1990), qui toujours à partir du modèle de FTE de *Southwood* (1987) modélisent les différentes signatures de FTEs obtenues par divers instruments dans la magnétosphère et dans l'ionosphère. Quelques études récentes ont également permis d'identifier des bandes de précipitation aurorale, allongées dans la direction est-ouest et pouvant être associées à un courant parallèle montant sur un des deux bords de sursauts de convection (*Milan et al.*, 2000 ; *McWilliams et al.*, 2001b ; *Lockwood et al.*, 2001c). Toutes ces observations semblent confirmer le modèle de *Southwood* (1987). Cependant, aucune mesure directe (par

magnétomètre) du système de courants parallèles d'un FTE observé en conjonction avec les données de convection à deux dimension du sursaut ionosphérique associé, n'a encore été réalisée. Les satellites magnétiques basse altitude (Ørsted ou CHAMP) sont justement bien adaptés à l'étude de la structure des courants parallèles associés à un FTE. Dans ce chapitre, nous allons d'abord présenter une observation d'un FTE, grâce à une conjonction entre le satellite Ørsted, montrant un système de courants parallèles à petite échelle, et deux radars SuperDARN, montrant simultanément un sursaut de convection, caractéristique d'un événement de reconnexion localisée et sporadique. Puis nous présenterons à l'aide d'exemples, les perspectives d'approfondissement de l'électrodynamique à la fois à l'échelle globale du système magnétosphère-ionosphère et à l'échelle locale des FTEs.

## 7.1 Electrodynamicique d'un FTE : le cas du 12 septembre 1999

Comme l'extension des FTEs est relativement faible, il est rare de pouvoir réunir un jeu de données suffisant (conjonction entre divers instruments) pour en décrire à la fois la dynamique et l'électrodynamique. Le cas du 12 septembre 1999 est pour cette raison particulièrement intéressant, car il présente à la frontière du cornet polaire un sursaut de convection rapide observé par les deux radars SuperDARN de Kapuskasing et de Saskatoon, associé à deux paires de courants alignés de sens opposé observées par le satellite Ørsted. Le satellite DMSP-F11 croise également cette région de l'ionosphère à peu près simultanément sur le bord du FTE.

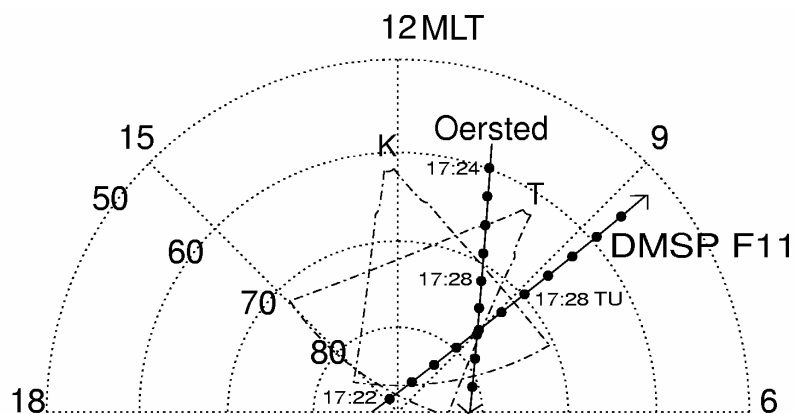


Fig. 7.1 : Champs de vue des radars SuperDARN de Saskatoon (T) et de Kapuskasing (K) en coordonnées magnétiques (MLAT-MLT), avec superposées les trajectoires de d'Ørsted et de DMSP-F11, le 12 septembre 1999 à 17:28 TU. Chaque point noir le long des trajectoires des deux satellites représente une minute ronde.

### 7.1.1 Conditions générales

Le 12 septembre 1999, les champs de vue de Kapuskasing et Saskatoon sont situés dans le secteur de 0900-1200 MLT (figure 7.1). Le satellite Ørsted se déplaçant vers le nord, traverse les champs de vue autour de 17:28 TU et entre 0900 et 1000 MLT. Le satellite DMSP-F11 se déplaçant vers l'équateur, traverse quelques minutes plus tôt le bord matin des champs de vue autour de 0900 MLT.

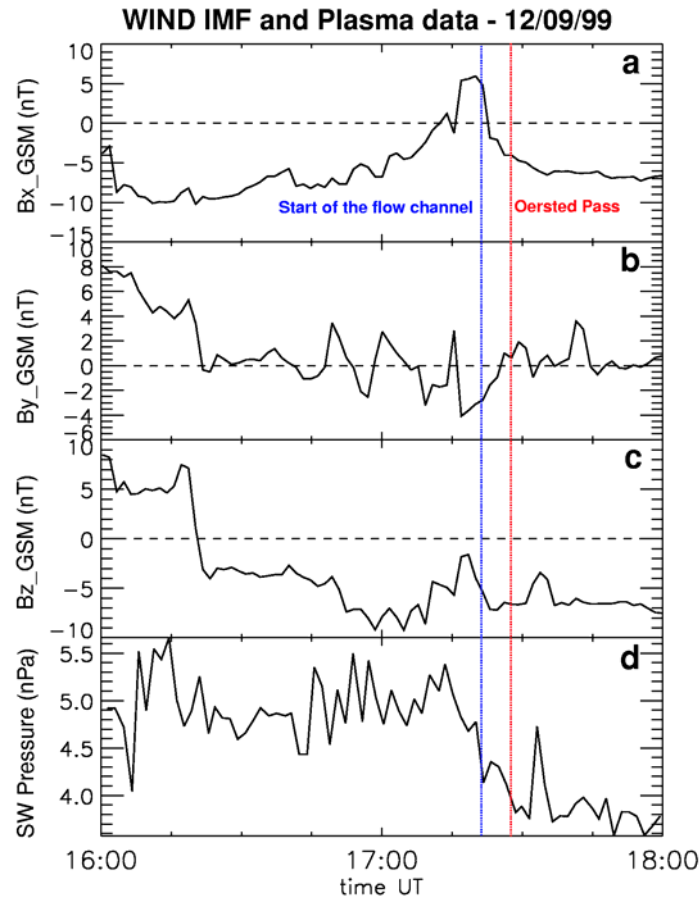


Fig. 7.2 : Événement du 12 septembre 1999. Champ magnétique interplanétaire (a)  $B_x$ , (b)  $B_y$ , (c)  $B_z$  et (d) Pression du vent solaire, déduits des données du satellite WIND, sur la période 16:00-18:00 TU (temps du satellite). La ligne pointillée bleue indique l'apparition du sursaut de convection ionosphérique et la ligne pointillée rouge indique le temps du passage d'Ørsted.

Le satellite WIND est situé dans le vent solaire, en avant de la magnétosphère ( $X_{\text{GSM}} = 41 R_E$ ,  $Y_{\text{GSM}} = -38 R_E$ ,  $Z_{\text{GSM}} = 11 R_E$ ). Nous avons choisi de tracer sur la figure 7.2 les paramètres du vent solaire sans décalage, ce dernier étant de l'ordre de 15 minutes. La composante  $B_z$  est

négative (environ -6 nT) et la composante  $B_y$  fluctue autour de 0 nT. La pression du vent solaire est élevée et relativement variable, elle oscille autour de 5 nPa avant 17:15 TU, puis décroît entre 17:15 et 17:30 TU. Ces données sont confirmées par le satellite ACE.

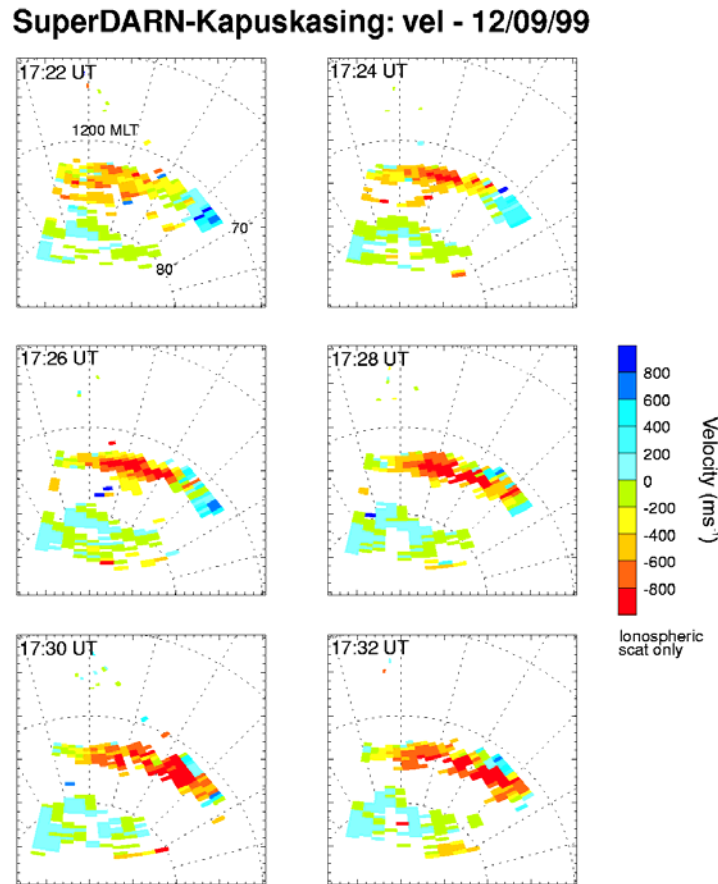


Fig. 7.3 : Événement du 12 septembre 1999. Cartes de vitesse radiale du radar de Kapuskasing, sur la période 17:22-17:32 TU, montrant le déplacement vers l'ouest du sursaut de convection.

### 7.1.2 Convection : SuperDARN

Entre 16:15 et 18:00 TU, le radar de Kapuskasing observe plusieurs sursauts de convection successifs probablement associés à de la reconnexion au niveau de la magnétopause, favorisée par la période de  $B_z$  négatif. La structure spatiale de ces sursauts est étirée dans la direction est-ouest magnétique et leur vitesse essentiellement vers l'ouest est bien supérieure à la vitesse de convection ambiante. Le sursaut de convection observé à partir de 17:20 TU durant la

conjonction avec Ørsted, possède également une grande extension est-ouest, mais également une extension nord-sud plus large que les autres sursauts de convection. La vitesse de plasma est d'environ  $1000 \text{ m.s}^{-1}$  et la vitesse de phase (déterminée par la pente du sursaut suivant un faisceau radar) est du même ordre de grandeur, autour de  $900 \text{ m.s}^{-1}$ .

Sur la figure 7.3, les cartes de vitesses radiales du radar de Kapuskasing en coordonnées magnétiques entre 17:22 et 17:32 TU montrent le passage du sursaut dans le champ de vue et en particulier son mouvement vers le nord-ouest. Le mouvement vers l'ouest suggère que l'événement est associé à la courte période où  $B_y$  est positif autour de 17:15 TU. Entre 17:26 et 17:32 TU, les vitesses à l'intérieur du sursaut de convection s'intensifient. Les vitesses dirigées vers le sud (s'approchant du radar) observées sur les faisceaux les plus à l'ouest et adjacentes au sursaut de convection, correspondent à la convection de retour à basse latitude de la cellule de convection du matin. Les données du radar de Saskatoon sont plus éparses. Cependant la combinaison des données des deux radars permet de confirmer la direction de propagation vers le nord-ouest du plasma dans le sursaut. La puissance du signal rétrodiffusé est également plus intense dans le sursaut de convection que dans le plasma ambiant (voir paragraphe 7.1.4).

### 7.1.3 Courants parallèles : Ørsted

La trajectoire d'Ørsted traverse l'ovale auroral vers 0930 MLT dans la direction nord-ouest. La figure 7.4 montre les deux composantes perpendiculaires du champ magnétique vers le sud (dans le plan méridien, panneau a) et vers l'est (perpendiculaire au plan méridien, panneau b). La composante est montrée des variations à grande échelle associées aux régions de courants alignés usuelles, avec du nord au sud : la Région-1 de courant descendant et la Région-2 de courant montant. A noter que le courant de Région-0 n'est probablement pas observé car la trajectoire d'Ørsted est assez éloigné de midi, côté matin, suggérant qu'Ørsted passe du côté matin du cornet polaire. A l'intérieur de la Région-1 se superposent à la variation à grande échelle deux oscillations de forte amplitude de la composante est du champ magnétique, auxquelles sont associées quatre nappes de courants très intenses à petite échelle, alternativement descendante et montante du sud vers le nord (panneau c). La première, descendante, a une extension en latitude d'environ 45 km et une intensité d'environ  $-7 \mu\text{A.m}^{-2}$ . La seconde, montante, a une extension en latitude d'environ 10 km et une intensité d'environ  $7 \mu\text{A.m}^{-2}$ . La troisième, descendante, a une extension en latitude d'environ 40 km et une intensité d'environ  $-4.5 \mu\text{A.m}^{-2}$ . Enfin la quatrième, montante, a une extension en latitude d'environ 45 km et une intensité d'environ  $4 \mu\text{A.m}^{-2}$ . L'orientation de ces différentes nappes est à un angle

faible compris entre  $10^\circ$  et  $30^\circ$  par rapport à la direction des iso-latitudes magnétiques, c'est-à-dire la direction de la convection.

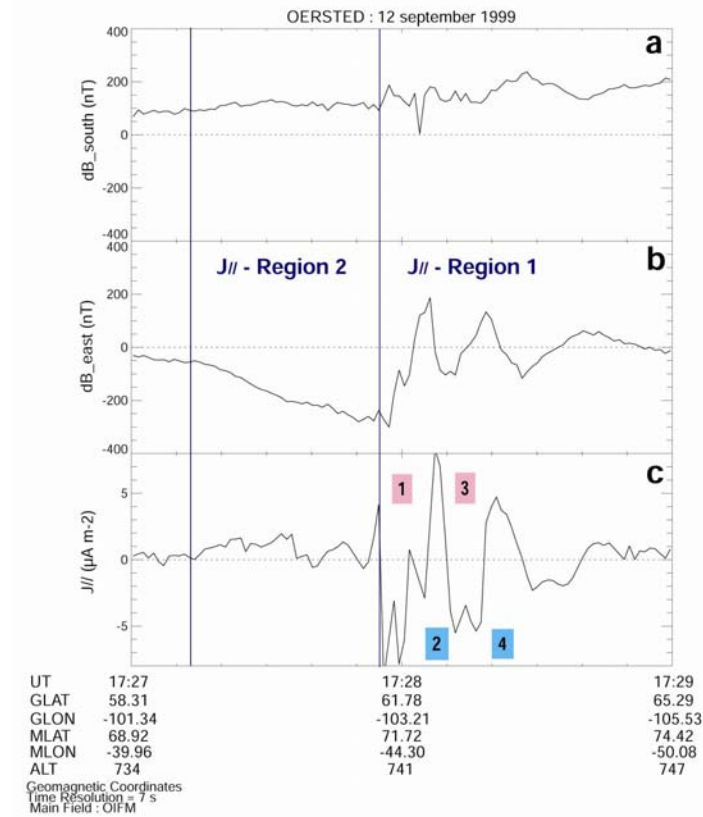


Fig. 7.4 : Événement du 12 septembre 1999. (a) Champ magnétique et courants alignés mesurés par Ørsted. (a) Composante nord-sud. (b) Composante est-ouest. (c) Courants alignés moyennés sur 7 secondes. Les courants positifs correspondent aux courants montants et les courants négatifs correspondent aux courants descendants. Les lignes bleues délimitent les Régions -1 et -2 de courants parallèles à grande échelle. Les chiffres 1 à 4 correspondent aux 4 nappes de courants à petite échelle.

#### 7.1.4 Discussion

Pour comprendre comment s'organisent les courants parallèles par rapport au sursaut de convection, on détermine la vitesse radiale mesurée par le radar de Kapuskasing en chaque point de la trajectoire d'Ørsted, à l'instant du passage du satellite. Pour cela, on interpole dans le temps les mesures de la vitesse radiale et de la puissance rétrodiffusée, à partir des trois balayages du radar encadrant le passage du satellite.

Le résultat est présenté sur la figure 7.5. La direction de la vitesse du plasma déterminée à

l'aide des mesures conjointes des deux radars, est voisine de la direction des faisceaux du radar de Kapuskasing. Ceci permet d'assimiler la vitesse radiale déterminée par interpolation en chaque point de la trajectoire d'Ørsted à la vitesse de convection. On remarque que la vitesse de convection la plus forte est associée à la paire de FACs (3) et (4) située à plus haute latitude, suggérant que ce système de FACs est associé au sursaut de convection et donc à l'injection. Compte-tenu de la direction de la vitesse de convection, ce choix est en accord avec la direction des FACs proposée par *Southwood* (1987) dans son modèle et représente donc la première observation directe du système de courants parallèles associé à un FTE. La puissance du signal rétrodiffusée augmente également dans la région des 4 nappes de courants à petite échelle (figure 7.5). Elle est également maximale au niveau de la paire de FACs (3) et (4) située à plus haute latitude et attribuée au FTE. On remarque également que le maximum de puissance (centré sur le courant descendant 3) est décalé par rapport au maximum de vitesse (centré sur le courant montant 4).

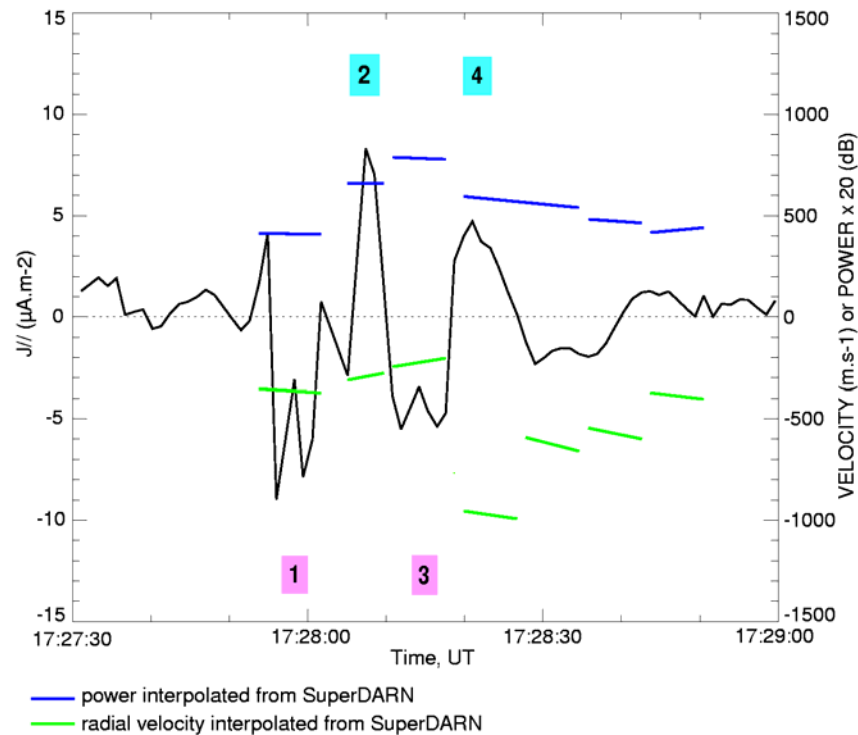


Fig. 7.5 : Événement du 12 septembre 1999. Courant aligné mesuré par Ørsted, en fonction du temps. La vitesse radiale (segments verts) et la puissance du signal rétrodiffusé (segments bleus) mesurées par le radar de Kapuskasing au niveau de la projection d'Ørsted et interpolées sur les trois cartes encadrant le passage, sont également tracées. Les chiffres 1 à 4 correspondent aux 4 nappes de courants à petite échelle.



Afin de vérifier que le tube de flux constitue un circuit isolé du système de courants ionosphère-magnétosphère à grande échelle, une évaluation des densités de courants parallèles et de courants Pedersen associés au tube de flux est nécessaire. Pour cela, on se place dans le cadre du modèle de *Southwood* (1987), on suppose que la conductivité ionosphérique et l'écoulement du plasma à l'intérieur du tube sont uniformes et que le champ magnétique est vertical dirigé vers le bas. La vitesse de convection est vers l'ouest et donc le champ électrique de convection ainsi que le courant de Pedersen sont dirigés vers le nord. Le courant de Pedersen ferme ainsi dans l'ionosphère le système de courants alignés circulant sur les flancs du tube. C'est pourquoi les densités de courants parallèles montant et descendant doivent être en équilibre avec la densité de courant de Pedersen circulant dans le sens nord-sud à l'intérieur du tube. Dans le repère du plasma ambiant, la densité de courant de Pedersen à l'intérieur du tube est donnée par la relation :

$$J_P = \Sigma_P E = \Sigma_P V B_{iono} \quad (7.1)$$

Numériquement, avec  $B_{iono} = 5.10^{-5}$  T pour le champ magnétique terrestre,  $\Sigma_P = 6$  S pour la conductivité provenant de l'ionisation solaire et déterminée en fonction de l'angle zénithal à partir du modèle empirique de *Senior* (1991) et  $V = 750$  m.s<sup>-1</sup> représentant l'excès de la vitesse de plasma à l'intérieur du tube par rapport au plasma ambiant, on obtient pour la densité de courant de Pedersen à l'intérieur du tube de flux :

$$J_P = 0,225 \text{ A.m}^{-1}$$

Le tube étant allongé suivant les iso-latitudes magnétiques, les courants montant et descendant alimentant le courant de Pedersen sont obtenus en intégrant la densité de chacun des courants parallèles (3) et (4) le long du méridien magnétique. On obtient à partir des données d'extension en latitude et de densité des courants parallèles mentionnées dans le paragraphe précédent :

$$J_{//+} = J_{// -} = 0,18 \text{ A.m}^{-1}$$

La densité de chaque courant parallèle est donc approximativement égale à la densité de courant de Pedersen. Par conséquent, l'hypothèse suivant laquelle le système de FACs (3) et (4) est fermé uniquement par le courant de Pedersen à l'intérieur du tube est plausible.

La puissance Joule dissipée par le courant Pedersen  $P_P$  (équivalent au travail de la force de

Laplace) et pour la géométrie d'un tube reconnecté de dimensions  $l \times L = 50 \text{ km} \times 500 \text{ km}$  est donnée par :

$$P_p = \frac{J_p^2 l L}{\Sigma_p} = 2.10^8 \text{ W}$$

Connaissant la valeur de la pression exercée par le vent solaire sur la magnétopause, il est possible de déduire le champ magnétique total  $B_M$  au voisinage du point subsolaire de la magnétopause, par la relation :

$$P_{SW} = \frac{B_M^2}{2\mu_0} \quad (7.2)$$

caractérisant l'équilibre à la magnétopause entre la pression cinétique du vent solaire et la pression magnétique à l'intérieur de la magnétosphère.

Avec une pression du vent solaire de 5 nPa déduite des mesures ACE, le champ magnétique total à la magnétopause est égal à 112 nT. Connaissant les dimensions du tube reconnecté dans l'ionosphère ( $l \times L = 50 \text{ km} \times 500 \text{ km}$ ), ainsi que la valeur du champ magnétique ( $B_{iono} = 5.10^{-5} \text{ T}$ ), il est possible par conservation du flux magnétique de déterminer la section du tube de flux reconnecté à la magnétopause :

$$\Phi = B_{iono} S_{iono} = B_M S_M \quad (7.3)$$

où  $S_{iono}$  et  $S_M$  représentent respectivement les sections du tube à la magnétopause et dans l'ionosphère. On obtient ainsi :

$$S_M = \frac{B_{iono} S_{iono}}{B_M} = \frac{B l L}{B_M} = 1,12 .10^7 \text{ km}^2$$

La section du tube reconnecté à la magnétopause est donc égale à :  $\sim \frac{1}{4} R_E^2$ . La puissance disponible dans le vent solaire  $P_{VS}$  impactant sur ce tube est donc :

$$P_{VS} = P_{SW} V_{SW} S_M = 2,8.10^{10} \text{ W}$$

avec  $V_{SW} \approx 500 \text{ km.s}^{-1}$ .

La puissance  $P_p$  dissipée par effet Joule par le courant de Pedersen dans l'ionosphère représente donc 0,7% de la puissance transportée par le plasma du vent solaire  $P_{VS}$  impactant sur la section du tube de flux reconnecté à la magnétopause.

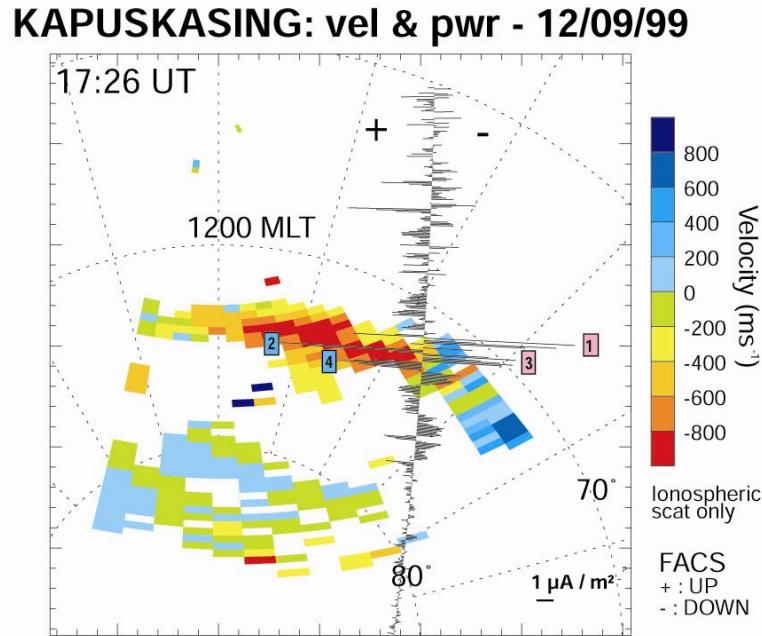


Fig. 7.6 : Événement du 12 septembre 1999. Carte de vitesse radiale mesurée par le radar de Kapuskasing à 17:26 TU. La trajectoire d'Ørsted et les courants parallèles mesurés sont superposés sur la carte. Les courants parallèles sont indiqués le long de la trajectoire, sous forme de segments dont la longueur est proportionnelle à l'intensité du courant. (Les courants montants sont à gauche de la trajectoire, codés positifs et les courants descendants à droite, codés négatifs). Les chiffres 1 à 4 correspondent aux 4 nappes de courants à petite échelle.

Concernant la paire de FACS (1) et (2) située à plus basse latitude, on peut remarquer sur la figure 7.6 où les courants parallèles sont superposés à la carte de vitesse SuperDARN de 17:26 TU, que le courant descendant (1) est situé sur le retournement de convection (matérialisé par le passage de vitesses rouges vers le nord à des vitesses bleues vers le sud) associé à la cellule de convection en croissant du côté matin, pour un  $B_y$  positif (figure 1.4-c). Le sens du courant est en accord avec le modèle de superposition de la convection ionosphérique et des courants alignés de Cowley *et al.* (1991) et est confirmé par les observations de Lockwood *et al.* (1993), Milan *et al.* (2000) et McWilliams *et al.* (2001b). Par contre, l'origine du fin courant montant (2) qui sépare le courant descendant (1) lié au retournement du flot dans la cellule matin et la paire de FACS (3) et (4) associée au FTE, est plus incertaine. D'après la carte de convection de

SuperDARN à 17:26 TU, Ørsted traverse la cellule matin à son extrémité, juste sur le bord du cornet polaire. Il est donc probable qu'Ørsted traverse le bord du courant descendant associé au retournement de convection et que dans cette région l'hypothèse de nappe infinie utilisée pour la détermination des courants ne soit pas justifiée.

### 7.1.5 Particules : DMSP-F11

Le satellite DMSP-F11 traverse le champ de vue des radars Kapuskasing-Saskatoon, au même moment qu'Ørsted. Cependant, sa trajectoire est située plus à l'ouest autour de 0900 MLT, le sursaut de convection observé par SuperDARN est alors juste en train d'atteindre cette position et DMSP ne détecte que de très légères précipitations. La figure 7.7 présente les données particules du satellite DMSP-F11 entre 17:27 et 17:28 TU. Les panneaux c et d montrent les spectrogrammes des électrons et des ions, en fonction du temps. Les positions en latitude magnétique des 4 nappes de courants parallèles à petite échelle sont indiquées sur la figure 7.7. Quelques précipitations peu structurées d'électrons de quelques centaines d'eV et de très faibles précipitations d'ions sont associées au courant montant (4) du FTE. Une quasi-totale absence de précipitations d'électrons et une augmentation de la précipitation des ions d'environ 1 keV sont associées au courant descendant (3) du FTE. Le courant montant (4) est donc essentiellement porté par des électrons descendants de basse énergie et le courant descendant (3) est porté au moins partiellement par des ions descendants d'assez faible énergie également. Ces précipitations sont donc en bon accord qualitatif avec la paire de courants parallèles associée au FTE, même si elles restent très faibles du fait du passage de DMSP sur le bord du FTE. Par contre, l'accord entre les précipitations de particules et la paire de courants parallèles à basse latitude (2) et (1) est beaucoup moins bon, puisque les précipitations de particules associées à ces deux nappes de courants parallèles ne semblent pas très bien corrélées avec la direction des courants. Ainsi, aucune précipitation d'électrons n'est observée dans la région du courant montant (2), alors que quelques précipitations d'électrons très localisées sont observées dans la région du courant descendant (1). De plus, la précipitation d'ions semble assez constante sur ces deux nappes de courants (2) et (1). Le faible accord au niveau de la paire de courants parallèles à basse latitude (2) et (1), peut s'expliquer par le fait que la séparation en MLT entre DMSP-F11 et Ørsted augmente vers les basses latitudes (figure 7.1). Elle atteint environ une heure MLT pour la paire de courants parallèles (2) et (1). Dans cette région, la géométrie de la convection et de la structure des courants parallèles peut donc être différente entre les deux satellites.

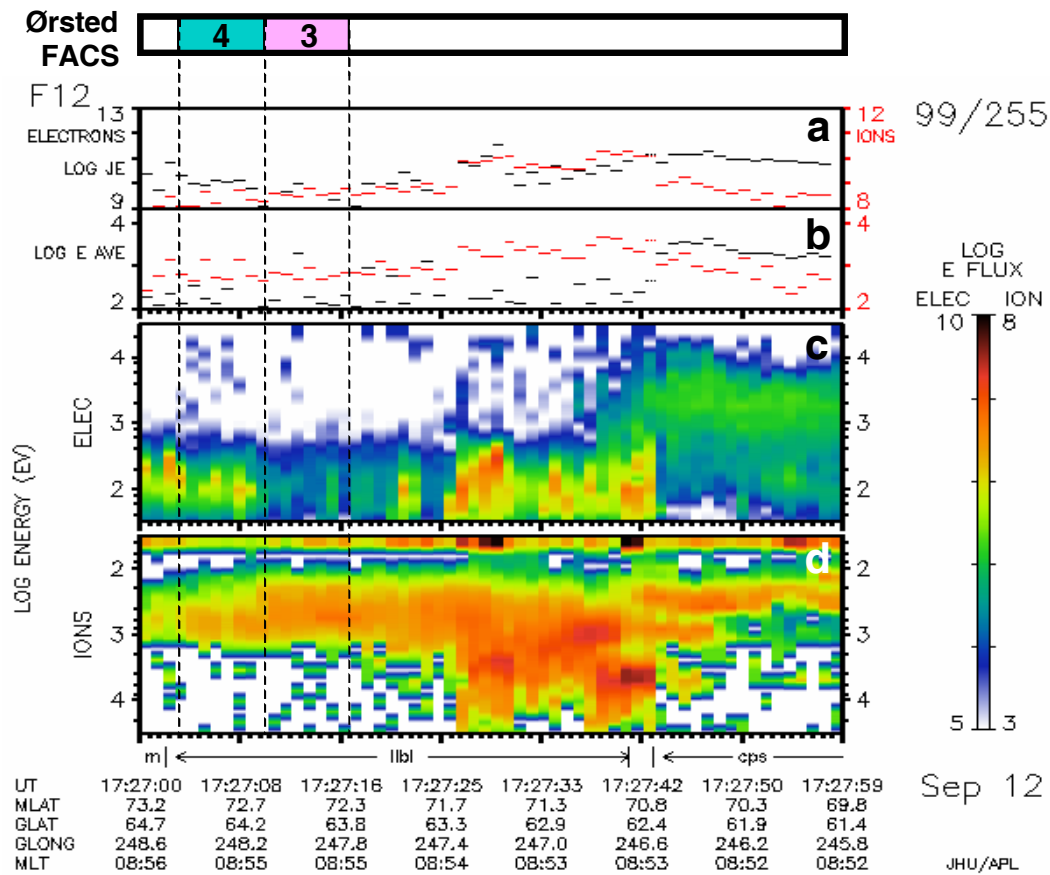


Fig. 7.7 : Événement du 12 septembre 1999. (a) et (b) Flux et énergie moyenne des électrons et des ions en fonction du temps, mesurées par le satellite DMSP-F11 sur la période 17:27-17:28 TU. (c) et (d) Spectrogrammes des électrons et des ions en fonction du temps et de l'énergie, intégrés sur toutes les directions et mesurés par DMSP-F11. Les positions en latitude magnétique des 2 nappes de courants parallèles à petite échelle (3) et (4, correspondants au FTE, sont indiquées au dessus des 4 panneaux.

### 7.1.6 Conclusion

La recherche de signatures de courants parallèles associés à des FTEs sur une période d'un an de données du satellite Ørsted, montre plusieurs passages présentant la même signature de courant que le 12 septembre 1999, avec une double oscillation sur la composante est du champ magnétique, juste à la frontière entre les Régions-1 et -2 de courants parallèles. Tous ces passages ont lieu dans le même secteur de temps local entre 0900 et 1100 MLT et lorsque  $B_y$  est positif. Ceci tend à confirmer que la double oscillation du champ magnétique est bien associée du nord au sud : à un courant parallèle négatif associé au renversement de convection de la cellule matin en croissant, suivi d'une paire de FACs associés à un FTE.

Malheureusement, seul le cas du 12 septembre 1999 présente des données SuperDARN en conjonction qui permettent de confirmer l'existence d'un sursaut de convection adjacent au renversement de convection de la cellule matin. Le dépouillement de toutes les années de données des satellites Ørsted et CHAMP, pourrait permettre de confirmer cette observation.

Dans le cas du 12 septembre 1999, malgré l'excellente corrélation entre les courants parallèles et le sursaut de convection associé à un FTE, le jeu de données reste cependant insuffisant pour comprendre l'électrodynamique complète du FTE. L'absence de données particules au centre du sursaut de convection empêche une détermination non ambiguë des porteurs de charges associés aux quatre courants parallèles. Il est donc nécessaire de chercher d'autres conjonctions entre un sursaut de convection vu par SuperDARN et une signature de courants parallèles et de particules associés, obtenus à basse altitude par le satellite Ørsted ou CHAMP ou à haute altitude par le satellite Cluster. Beaucoup d'autres questions sont à encore à résoudre sur la distribution des courants parallèles des FTEs. Certaines sont abordées dans la partie 7.2.

## **7.2 Perspectives d'étude sur l'électrodynamique des tubes de flux dans la magnétosphère**

### **7.2.1 Electroynamique du système magnétosphère-ionosphère et du cornet polaire**

Les données des satellites magnétiques et les données SuperDARN acquises en conjonction tout le long de l'ovale auroral, permettent de déterminer les positions relatives de la CRB et de la Région-1 de courants parallèles et donc de vérifier le modèle de *Cowley et al.* (1991). La figure 7.8 présente un exemple de conjonction entre le radar SuperDARN de Kapuskasing et le satellite Ørsted, dans le secteur de 0900 MLT. Ørsted détecte les grandes régions de courants parallèles : Région-2 positive (montant) et Région-1 négative (descendant). Le radar détecte la CRB à la transition entre des vitesses solaires à basse latitude (vitesses négatives s'éloignant du radar, codées en jaune-rouge) et des vitesses antisolaires à plus haute latitude (vitesses positives s'approchant du radar, codées en bleu). Dans cette conjonction, la Région-1 est bien à cheval sur la CRB, comme le prévoit le modèle de *Cowley et al.* (1991). Il serait intéressant de vérifier si ce modèle est vrai tout le long de l'ovale auroral et surtout de vérifier s'il reste vrai pendant des périodes de forte variation de l'IMF ou de la pression du vent solaire.

# SUPERDARN PARAMETER PLOT KAPUSKASING 1 Feb 2000 - 13:30 UT

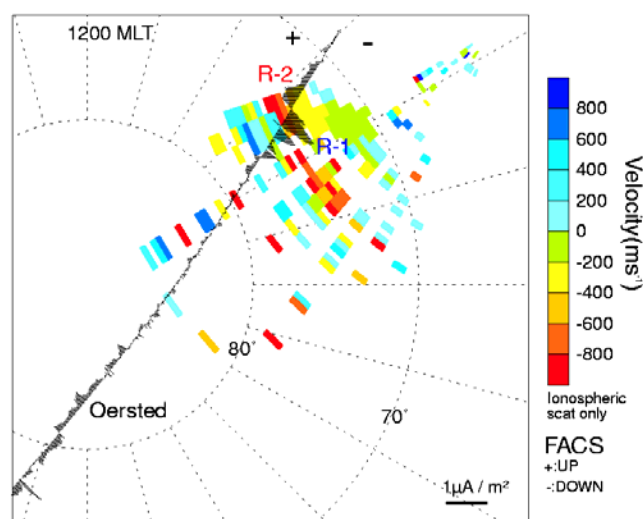


Fig. 7.8 : Carte de vitesse radiale mesurée par le radar de Kapuskasing à 13:30 TU, le 1<sup>er</sup> février 2000. La trajectoire d'Ørsted et les courants parallèles mesurés sont superposés sur la carte. Les courants parallèles sont indiqués le long de la trajectoire, sous forme de segments dont la longueur est proportionnelle à l'intensité du courant. (Les courants montants sont à gauche de la trajectoire, codés positifs et les courants descendants à droite, codés négatifs).

Dans l'étude effectuée sur le 30 août 2001 (chapitre 5), on observe que la CRB sort de la Région-1 lorsque les variations de la composante  $B_z$  de l'IMF sont fortes. Il serait utile de réaliser un suivi des positions de la CRB et des grandes régions de courant parallèles lors de variations de l'IMF ou de la pression du vent solaire, grâce à des passages successifs de satellite et ainsi de quantifier les déplacements de ces régions et d'étudier leurs positions relatives. Il serait également intéressant d'observer si lorsque cessent les variations de l'IMF ou de la pression du vent solaire, la CRB et les régions de courants parallèles reprennent les positions attendues dans le modèle de Cowley *et al.* (1991) et si oui, avec quelle constante de temps. De telles observations permettraient de mieux comprendre comment l'électrodynamique à grande échelle du système magnétosphère-ionosphère répond aux contraintes variables imposées par le milieu interplanétaire. Toujours à partir des données des satellites magnétiques et des radars SuperDARN, il serait également intéressant de réaliser des études statistiques de la direction et de la position des courants parallèles dans le cornet polaire,

par rapport à la direction d'entrée du plasma dans la calotte polaire et en fonction des signes des composantes  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF.

## 7.2.2 Electroynamique des FTEs

### 7.2.2.a Contribution des radars SuperDARN et des satellites magnétiques

De nombreuses questions se posent encore aujourd'hui sur la physique des FTEs. Elles portent sur l'équilibre du système de courants parallèles du FTE, sur l'existence éventuelle de distributions de courants différentes à l'intérieur d'un tube en fonction de sa forme, de sa vitesse de propagation, de la direction de l'IMF et du mécanisme de génération à la magnétopause (reconnexion ou impulsion de pression). Enfin l'intensité des FACs évolue-t-elle au cours du temps, lorsque le tube de flux s'intègre progressivement au plasma ambiant, comme le suggère *Lockwood et al. (2001c)* ? Des conjonctions montrant à la fois des sursauts de convection observés par radars et la distribution de courants parallèles observée par satellites (comme dans le cas du 12 septembre 1999), permettraient de répondre au moins en partie à ces questions. Il devrait par exemple être possible de déterminer de manière directe la position des courants parallèles d'un FTE en fonction du signe du  $B_y$ .

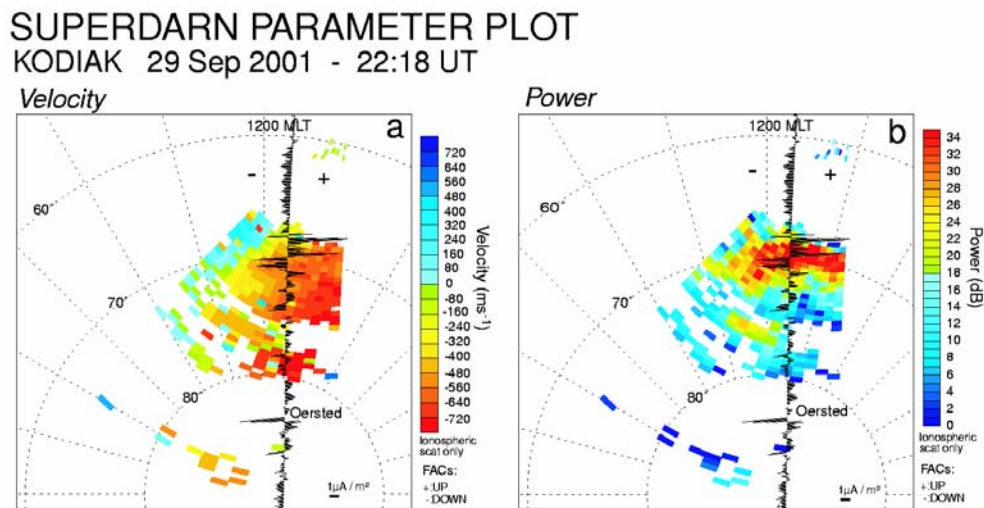


Fig. 7.9 : Événement du 29 septembre 2001. Cartes (a) de vitesse radiale et (b) de puissance rétrodiffusée, mesurées par le radar de Kodiak à 22:18 TU. La trajectoire d'Ørsted et les courants parallèles mesurés sont superposés sur la carte. Les courants parallèles sont indiqués le long de la trajectoire, sous forme de segments dont la longueur est proportionnelle à l'intensité du courant. (Les courants montants sont à droite de la trajectoire, codés positifs et les courants descendants à gauche, codés négatifs).



Le cas du 29 septembre 2001 que nous présenterons brièvement ci-dessous, illustre bien les possibilités offertes par les conjunctions entre radars SuperDARN et satellites magnétiques concernant la physique des FTEs. Dans cet exemple, le champ de vue du radar de Kodiak, situé dans la zone de 1000-1200 MLT, est traversé par le satellite Ørsted, en période de  $B_z$  fortement négatif et de  $B_y$  fluctuant autour de 0 nT. Le radar de Kodiak observe les échos du cornet polaire, avec des vitesses fortes s'éloignant du radar dans la partie ouest du champ de vue (figure 7.9-a). Ces vitesses fortes s'étendent sur une grande gamme de latitudes entre 68 et 80° MLAT. Les diagrammes temps-distance des faisceaux 7 à 9 de ce radar (figure 7.10), montrent qu'au moment du passage d'Ørsted autour de 22:18 TU, trois sursauts de convection coexistent, probablement associés à des FTEs (matérialisés par les lignes noires superposées sur le faisceau 8). Ces trois sursauts appelés sursauts (1), (2) et (3) des plus basses vers les plus hautes latitudes (figure 7.10-b) apparaissent d'abord sur les faisceaux ouest, puis se propagent vers les faisceaux est, en s'éloignant du radar. Ils ont donc une direction de propagation vers le nord-est. Ils sont engendrés à peu près à la même latitude autour de 70° MLAT, dans la bande de forte puissance du signal rétrodiffusé du radar (voir comparaison panneaux b et e de la figure 7.10). Le sursaut (3) situé à plus haute latitude à 22:20 TU a une durée de vie très longue, puisqu'il est apparu à 22:04 TU sur le faisceau 8. Les sursauts (1) et (2) situés à plus basse latitude sont plus récents et sont apparus respectivement vers 22:17 et 22:19 TU, toujours sur le faisceau 8. Au moment du passage Ørsted, le sursaut (1) à plus basse latitude est le seul encore associé à la zone de forte puissance du signal radar (figure 7.10-e et figure 7.9-b). La trajectoire d'Ørsted est quasiment nord-sud, le satellite traverse donc successivement chacun des trois sursauts de convection (figure 7.9-a). Une paire de courants parallèles intenses (entre 4 et 7  $\mu\text{A.m}^{-2}$ ) et de signe opposé, est associée au sursaut (1), alors qu'une paire de courants d'intensité beaucoup plus faible (entre 1 et 2  $\mu\text{A.m}^{-2}$ ) est associée au sursaut (2). Pour le sursaut (3), les courants parallèles sont pratiquement inexistantes. Dans les paires de courants associées aux sursauts (1) et (2), le courant est positif à basse latitude et négatif à haute latitude, ce qui est cohérent avec la direction de déplacement vers l'est des sursauts de convection (modèle de *Southwood*, 1987). Cet exemple suggère que lorsque le sursaut de convection est récent, les courants parallèles qui lui sont associés sont intenses. Lorsqu'il « vieillit », l'intensité des courants parallèles associés au sursaut diminue, pour finir par disparaître.

L'analyse de conjunctions semblables entre des radars SuperDARN et un, voire deux satellites magnétiques simultanément (Ørsted et CHAMP), permettra dans le futur de répondre aux questions posées en début de ce paragraphe et ainsi de mieux comprendre comment évolue

la distribution des courants parallèles et le sursaut de convection associé au cours de « la vie » d'un FTE.

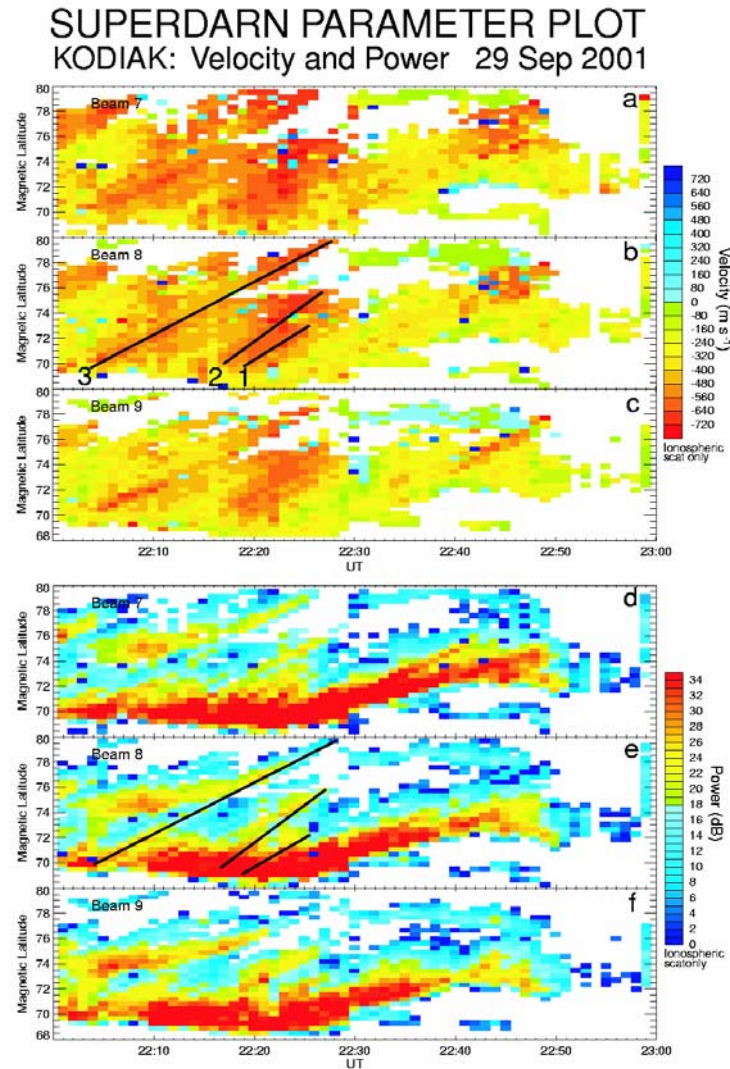


Fig. 7.10 : Evénements du 29 septembre 2001. (a) à (c) Vitesse radiale et (d) à (e) puissance rétrodiffusée pour les faisceaux 7, 8 et 9 du radar de Kodiak, en fonction du temps et de la latitude magnétique. Les trois sursauts de convection (1), (2) et (3) sont matérialisés par des lignes noires sur les données de vitesse radiale et de puissance rétrodiffusée du faisceau 8.

La figure 7.9-b montre que la puissance du signal radar s'intensifie lorsque l'intensité des courants parallèles est forte. Cette observation est confirmée par la figure 7.11 tracée dans le même format que la figure 7.5 représentant le cas du 12 septembre 1999 (partie 7.1). Sur ces deux figures, on voit nettement que les courants parallèles de petite échelle et de forte intensité

sont associés à des intensifications de la vitesse de convection (liées aux sursauts (1) et (2) de convection), mais également à une augmentation de la puissance du signal rétrodiffusé. De la même manière dans le cas du 17 mars 2001 (chapitre 4), chaque sursaut de convection observé par SuperDARN est également associé à une augmentation de la puissance du signal rétrodiffusé sur un côté du sursaut de convection. La question se pose alors de savoir si l'augmentation du signal radar est due à la précipitation de particules responsables des courants parallèles. Si tel était le cas, l'étude de la relation entre la distribution de puissance et la distribution de vitesse pourrait conduire à faire de la puissance du signal rétrodiffusé un marqueur efficace de la signature des courants parallèles associés à un FTE.

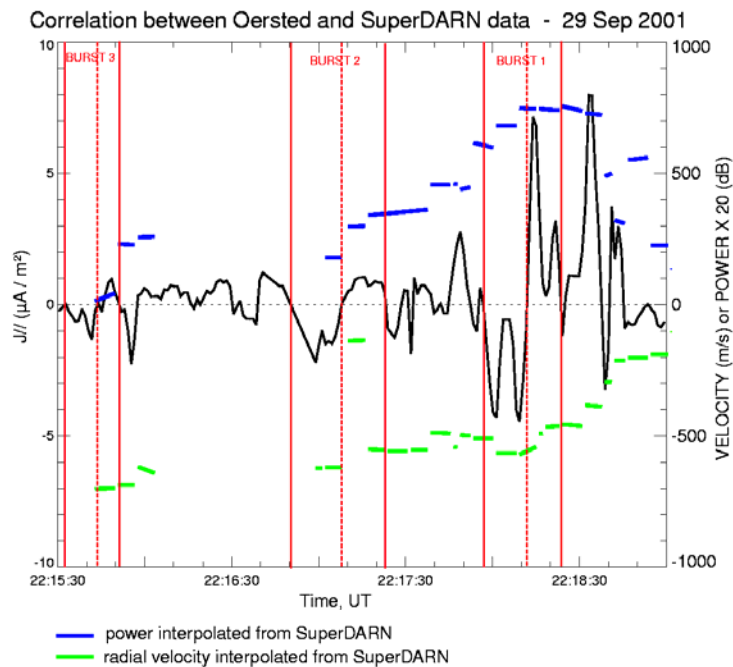


Fig. 7.11 : Événement du 29 septembre 2001. Courant aligné mesuré par Ørsted, en fonction du temps. La vitesse radiale (segments verts) et la puissance du signal rétrodiffusé (segments bleus) mesurées par le radar de Kodiak au niveau de la projection d'Ørsted et interpolées sur les trois cartes encadrant le passage, sont également tracées. Les courants associés aux trois sursauts sont délimités par les lignes rouges

#### 7.2.2.b Contribution des radars SuperDARN et des satellites Cluster

Les 4 satellites Cluster en configuration tétraédrique à haute altitude dans le cornet polaire peuvent être traversés simultanément par un même tube de flux reconnecté. C'est le cas du 17 mars 2001 (chapitre 4). A partir des mesures magnétiques des 4 satellites et grâce à la méthode

du *curlomètre*<sup>27</sup> (Balogh *et al.*, 1997 ; Dunlop *et al.*, 2002b), il est normalement possible de reconstruire la distribution tridimensionnelle des courants parallèles du tube de flux. Si la signature au sol de ces FTEs est également connue grâce à des données radars conjuguées, il est alors possible de déterminer l'agencement des courants parallèles par rapport au tube de flux, puisque l'on connaît sa forme ainsi que la vitesse de convection, déduites des mesures sol.

Lorsque Cluster est à plus basse altitude dans le cornet polaire, les 4 satellites se succèdent sur l'orbite. Cette configuration permet des traversées successives d'un même tube de flux reconnecté. C'est le cas du 14 juillet 2001 (chapitre 6). Par la même méthode que celle utilisée pour traiter les données des satellites magnétiques Ørsted et CHAMP, il est possible de déterminer les courants parallèles associés au mouvement de ce tube de flux pour chaque satellite Cluster indépendamment. Grâce à des données sol simultanées donnant la signature ionosphérique de ce tube de flux, on peut déterminer si chaque satellite Cluster traverse un même tube de flux à différents « moments de sa vie » ou si ce sont des tubes de flux différents. Dans le premier cas, il est possible de savoir comment l'intensité des courants parallèles d'un FTE varie au cours du temps. La méthode est alors différente de celle évoquée dans le cas du 29 septembre 2001 avec le satellite Ørsted, qui est basée sur la traversée de plusieurs tubes par un même satellite.

Sur un plan plus général, le début de la vie d'un tube reconnecté est caractérisé par l'existence de courants parallèles, l'injection de plasma et la prédominance de la tension magnétique sur le mouvement du tube. Essayer de comprendre avec quelles constantes de temps ces processus s'atténuent lors de l'entrée progressive du tube dans sa seconde phase dite passive (McWilliams *et al.*, 2001a ; Provan *et al.*, 2002 ; Davies *et al.*, 2002), reste un objectif prioritaire.

### 7.3 Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre les relations courant-convection dans les structures de petite échelle. L'étude du cas du 12 septembre 1999 (partie 7.1) nous a permis pour la première fois de mettre en évidence et de déterminer quantitativement les courants parallèles associés à un tube de flux reconnecté à la magnétopause. La cohérence entre les courants et la convection du tube conforte le modèle de *Southwood* (1987). Dans la seconde partie, essentiellement

---

<sup>27</sup> *Angl.* Curlometer

prospective, nous avons illustré les différents domaines dans lesquels des développements sont à portée avec les moyens instrumentaux actuellement en œuvre. Ce genre de travail effectué sur les FTEs, les BBFs, les TCVs ou les arcs auroraux, pourra également être poursuivi dans l'avenir grâce aux missions multi-satellites tel que « Double Star » ou MMS.

- 8 -

## **Electrodynamique d'un arc du côté nuit : le cas du 12 janvier 2000**

Les arcs auroraux font partie des signatures du couplage magnétosphère-ionosphère les plus étudiées en physique spatiale, depuis ces trente dernières années, comme nous l'avons déjà noté dans le chapitre 2. De nombreux travaux ont été menés pour comprendre l'électrodynamique des arcs auroraux, la plupart du temps grâce à des modélisations basées sur l'équation de continuité du courant dans l'ionosphère (équation 1.8). Différentes techniques ont été utilisées pour modéliser les systèmes de courants parallèles et horizontaux associés aux arcs auroraux. Par exemple, « la Méthode des Caractéristiques » développée et améliorée par *Amm* (1995, 1998 et plus récemment, 2002) permet actuellement de réaliser des modélisations de structures aurorales de moyenne échelle. Cette méthode est déclinée sous plusieurs formes en fonction des données expérimentales disponibles : champ électrique ou perturbations magnétiques, courants parallèles, conductivités ionosphériques. *Kosch et al.* (2000) ont ainsi grâce à cette méthode pu modéliser les paramètres électrodynamiques d'un vortex, associé à un arc auroral. Ils ont pu déduire les courants horizontaux et parallèles, ainsi que les distributions des conductivités ionosphériques associées au vortex, à partir de la distribution à deux dimensions de la convection ionosphérique obtenue par le radar STARE et aux perturbations du champ magnétique déduites du réseau de magnétomètres scandinave (SMA). Très récemment, grâce à une étude plus systématique de plusieurs arcs auroraux, *Aikio et al.* (2002) déterminent une relation empirique reliant la largeur de l'arc et la conductivité Pedersen à l'intérieur de l'arc. La relation obtenue permet de déduire que des processus non-adiabatiques agissent sur les électrons porteurs des courants de l'arc.

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats de la modélisation d'un arc auroral côté nuit. Le 12 janvier 2000 durant une longue période d'IMF avec  $B_z$  positif et  $B_y$  négatif, un arc

de moyenne échelle centré sur environ 0000 MLT, est observé dans l'hémisphère nord par les deux satellites Ørsted et FAST en conjonction avec deux radars SuperDARN. Cette conjonction favorable permet de décrire et de modéliser l'électrodynamique de l'arc et de suivre son évolution temporelle pendant 20 minutes, en particulier grâce à une série d'images de l'ovale auroral provenant de la caméra UV à bord du satellite POLAR. Les résultats de cette étude font l'objet d'un article en cours de publication dans *Annales Geophysicae* et présenté en Annexe 2. Dans ce chapitre, nous allons essentiellement présenter les méthodes utilisées pour modéliser l'électrodynamique de l'arc à partir des paramètres observés. Un rappel des observations et des résultats essentiels de la modélisation sera également présenté.

## 8.1 Conditions générales

Le 12 janvier 2000 entre 22:10 et 22:40 TU, autour de 0000 MLT, les satellites basse altitude Ørsted et FAST se croisent avec 20 minutes d'écart au dessus des champs de vue des deux radars SuperDARN Hankasalmi et Thikkvibaer. Les trajectoires d'Ørsted et FAST sont superposées sur les cartes de convection en coordonnées magnétiques, déduites des données SuperDARN au temps du satellite (figure 8.1-a et -b).

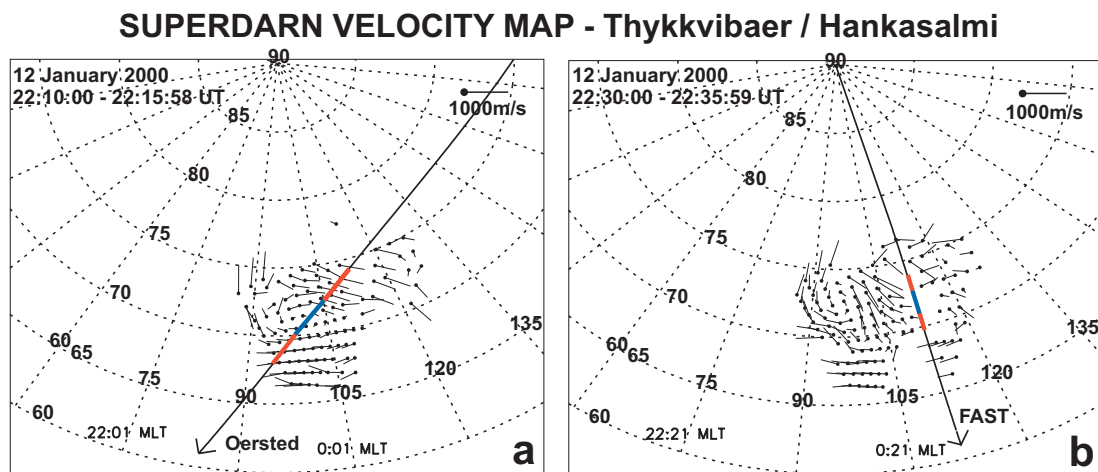


Fig. 8.1 : Événement du 12 janvier 2000. Cartes de vitesse de convection en coordonnées magnétiques et moyennées sur 6 minutes, déduites des radars d'Hankasalmi et Thikkvibaer. (a) au temps du passage d'Ørsted 22:10-22:16 TU, avec la trajectoire d'Ørsted superposée. (b) au temps du passage de FAST 22:30-22:36 TU, avec la trajectoire de FAST superposée. Les segments bleus et rouges le long des trajectoires des satellites correspondent respectivement aux courants parallèles montants et descendants.

Le satellite POLAR donne également accès à des images de l'ovale auroral durant toute la période de la conjonction (figure 3 de l'Article 2). Pendant deux heures avant cette conjonction, les composantes  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF, ainsi que la pression du vent solaire sont relativement stables :  $B_y \approx -6$  nT,  $B_z$  oscille entre 2 et 5 nT et  $P_{sw} \approx 1,7$  nPa. Les radars et satellites observent les différentes signatures (champs électrique et magnétique et flux d'électrons) d'un arc de moyenne échelle. A partir de ce jeu de données très complet, il est possible de modéliser l'électrodynamique de l'arc le long de la trajectoire de chaque satellite. Une partie des observations faites par les deux satellites est présentée sur la figure 8.2, sur la partie gauche pour Ørsted et sur la partie droite pour FAST.

## 8.2 Présentation des mesures

### 8.2.1 Mesures le long de la trajectoire d'Ørsted

Pendant la première conjonction entre les radars SuperDARN et Ørsted, la carte de convection SuperDARN montre un demi-vortex ouvert à l'est, comportant un cisaillement central à  $71,5^\circ$  MLAT, avec des vitesses vers l'est au dessus du cisaillement et des vitesses vers l'ouest en dessous, alignées le long des iso-latitudes magnétiques (figure 8.1-a). Ørsted traverse la partie semi-elliptique du vortex et observe 3 nappes de courants alignés déduites des perturbations magnétiques (voir Annexe A) : une nappe centrale montante au niveau du cisaillement notée courant P (pour « Positive current ») et deux descendantes de part et d'autre notées courants  $N_L$  et  $N_H$  (pour « Low and High Negative currents »). Le profil de courant déduit des données Ørsted est tracé sur le panneau b de la figure 8.2. On remarque que le cisaillement de convection (ligne segmentée bleue, partie gauche de la figure 8.2) est situé au centre du courant montant P encadré par des courants descendants de retour sur les bords polaire et équatorial de l'arc. Un tel système a été décrit par exemple par *Burch et al.* (1976). Ces observations suggèrent qu'au niveau du cisaillement, en dehors de la partie vortex de l'arc, le potentiel dont dérive la composante nord-sud du champ électrique possède une structure en V (*Kan et Lee*, 1980, 1981), comme décrite dans le paragraphe 2.3.

### 8.2.2 Mesures le long de la trajectoire de FAST

Pendant la seconde conjonction entre SuperDARN et FAST, 20 minutes plus tard, la carte de convection présente des trous de données, mais montre cependant que la partie ouest de la



structure se sépare plus nettement du reste de la convection pour former un vortex circulaire presque autonome, tandis que la partie est garde une structure purement latitudinale avec toujours le cisaillement central, mais déplacé vers le sud (figure 8.1-b). FAST croise cette partie purement latitudinale de la convection et détecte les mêmes 3 nappes de courants alignés :  $N_H$ , P et  $N_L$  (figure 8.2-e), mais contrairement au cas Ørsted, les 3 nappes de courants ne sont plus associées au cisaillement de convection (ligne segmentée bleue partie droite de la figure 8.2). Durant le passage de FAST, la structure de potentiel de l'arc devient donc plus exotique que durant le passage d'Ørsted. Les précipitations d'électrons également mesurées par FAST, montrent une intense précipitation au niveau du cisaillement et deux trous de précipitation de part et d'autre, au niveau des courants descendants. Des relations empiriques simples (Hardy *et al.*, 1987) rappelées dans l'Article 2 (Marchaudon *et al.*, 2003b), permettent d'obtenir les conductances de Pedersen et de Hall à partir des énergies moyennes et des flux des électrons descendants. Un maximum de conductance est associé au courant P et des gradients très forts sont associés aux courants  $N_H$  et  $N_L$ . Le profil de conductance Pedersen est tracé sur le panneau d de la figure 8.2.

## 8.3 Méthodes de modélisation et résultats

### 8.3.1 Modèle à une dimension (1D)

Nous avons dans un premier temps développé un modèle dépendant uniquement de la latitude (modèle 1D), en simplifiant l'équation de continuité du courant, dont la forme générale est la suivante :

$$J_{||} = -\Sigma_P (\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp}) - \mathbf{E}_{\perp} \cdot \nabla_{\perp} \Sigma_P + (\mathbf{b} \times \mathbf{E}_{\perp}) \cdot \nabla_{\perp} \Sigma_H \quad (8.1)$$

où  $\mathbf{b}$  est le vecteur unitaire parallèle au champ magnétique. Nous avons supposé que le champ magnétique est purement vertical et que l'arc est uniforme en longitude. Nous avons également choisi un rapport constant de 1, entre les conductances Hall et Pedersen. Cette valeur est conforme aux évaluations faites à partir des données particules mesurées par FAST (Figure 7 de l'Article 2). Dans un repère cartésien local où  $x$  et  $y$  représentent respectivement les directions est et nord magnétique et en exprimant le champ électrique à partir de la vitesse de convection, l'équation de continuité prend alors la forme simplifiée :

$$\frac{dV_x(y)}{dy} + \frac{I}{\Sigma_P(y)} \frac{d\Sigma_P(y)}{dy} [V_x(y) - V_y(y)] = \frac{J_{//}}{B \Sigma_P(y)} \quad (8.2)$$

où  $V_x$  et  $V_y$  sont les composantes de la vitesse de convection.

Cette équation peut être considérée comme une équation algébrique donnant directement le courant parallèle ou comme une équation différentielle gouvernant le profil latitudinal soit de la composante longitudinale de la vitesse de convection, soit de la conductance Pedersen. On résout cette équation successivement le long des orbites de FAST et d'Ørsted, afin de modéliser le paramètre inconnu ou le moins bien défini. La résolution est effectuée en utilisant un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4.

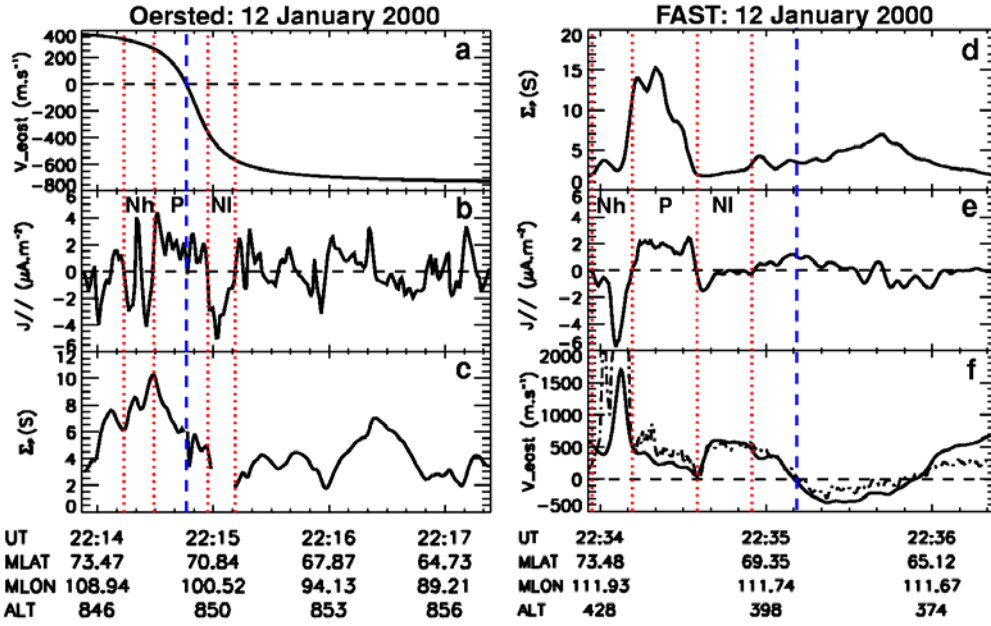


Fig. 8.2 : Événement du 12 janvier 2000. (a) et (b) Paramètres d'entrée de la modélisation 1-D le long de la trajectoire d'Ørsted : composante est-ouest de la vitesse de convection déduite des données SuperDARN et courants alignés déduits des données d'Ørsted. (c) Résultats de la simulation le long de la trajectoire d'Ørsted : conductance de Pedersen. (d) et (e) Paramètres d'entrée de la modélisation 1-D le long de la trajectoire de FAST : conductance de Pedersen et courants alignés avec le champ mesurés par FAST. (f) Composante est-ouest de vitesse de convection : résultat de la modélisation en trait continu ; profil expérimental en ligne trait-point. Les lignes pointillées rouges délimitent les trois nappes de courants parallèles de l'arc et la ligne segmentée indique le cisaillement de convection.

### 8.3.2 Modélisation le long de la trajectoire de FAST

Le long de la trajectoire de FAST, les courants alignés et les conductances sont connus (figure 8.2-d et -e). Bien qu'il y ait peu de données SuperDARN le long de la trajectoire de FAST, les quelques vecteurs observés sont parallèles aux iso-latitudes magnétiques, ce qui nous conduit à choisir  $V_y(y) = 0$  sur tout l'intervalle d'intégration de  $74^\circ$  à  $64^\circ$  MLAT. L'intégration de l'équation 8.2 sur tout l'intervalle fournit le profil latitudinal de la composante longitudinale de la vitesse de convection que nous pouvons comparer au profil expérimental mesuré par FAST. Une valeur initiale de  $600 \text{ m.s}^{-1}$  pour la composante longitudinale de la convection est choisie à  $74^\circ$  MLAT, en accord avec les mesures effectuées par SuperDARN et FAST en ce point. Le profil modélisé de la composante longitudinale de la convection (figure 8.2-f, ligne continue) est très similaire au profil expérimental de FAST (figure 8.2-f, ligne segmentée), entre  $64$  et  $74^\circ$  MLAT. Ainsi, les formes du pic à  $72,9^\circ$  MLAT, du renversement de gradient à  $71^\circ$  MLAT et du cisaillement de convection à  $68,5^\circ$  MLAT sont très bien reproduites par la modélisation. Les amplitudes sont également très voisines, excepté pour le pic à  $72,9^\circ$  MLAT, où l'amplitude expérimentale est trois fois supérieure à l'amplitude modélisée. Clairement, l'amplitude expérimentale n'est pas réaliste, suggérant un comportement non standard de l'antenne dans cette région. Cette grande similitude entre les résultats expérimentaux et modélisés le long de la trajectoire de FAST, confirme bien l'hypothèse d'une structure latitudinale à une dimension de cette partie de l'arc située à l'est du vortex. Ce résultat est confirmé par l'analyse de la direction de nappes de courants alignés déduites de FAST, dont l'orientation est parfaitement parallèle aux iso-latitudes magnétiques.

### 8.3.3 Modélisation le long de la trajectoire d'Ørsted

Dans un premier temps, à partir de la carte de convection expérimentale de SuperDARN au temps d'Ørsted (figure 8.1-a), nous avons déterminé un profil analytique de la vitesse de convection le long de la trajectoire d'Ørsted, dont la composante est-ouest est représentée sur le panneau a de la figure 8.2. Elle est caractérisée par un cisaillement à  $71,5^\circ$  MLAT. La composante nord-sud est choisie égale à  $V_y(y) = -V_x(y)/2$  au dessus du cisaillement et à  $V_y(y) = 0$  en dessous. Le long de la trajectoire d'Ørsted, les courants alignés et la convection ionosphérique sont connus (figure 8.2-a et -b), ce qui permet d'intégrer l'équation 8.2 pour obtenir le profil latitudinal de la conductance Pedersen. Au niveau du cisaillement, l'équation 8.2 se simplifie et il est possible d'obtenir directement la conductance Pedersen en ce point, à partir du courant parallèle et du gradient de vitesse connus expérimentalement. L'intégration

est donc débutée depuis le centre du cisaillement, où la valeur initiale de la conductance Pedersen est évaluée à 6 S, et est effectuée de part et d'autre du cisaillement. Nous avons choisi de ne pas modéliser la conductance Pedersen dans la région du courant  $N_L$ , pour éviter une divergence vers des valeurs négatives. L'intégration recommence donc au sud du courant  $N_L$ , à  $70,3^\circ$  MLAT. Au nord du cisaillement, trois pics de conductance avec des intensités décroissantes de 10,5 à 8 S sont obtenues (figure 8.2-c). Au sud du courant  $N_L$ , la conductance Pedersen est plus faible et présente trois pics de faible amplitude probablement associés à la Région-2 de courants parallèles du côté soir. Dans ces deux régions où la conductance peut être modélisée, on remarque des similitudes avec le profil expérimental de conductance déterminé le long de la trajectoire de FAST (figure 8.2-d), malgré les écarts en temps et longitude entre les trajectoire des deux satellites. En particulier, le nombre et l'amplitude relative des pics de conductance sont similaires. Ce résultat semble confirmer la validité de la modélisation dans ces deux régions (au nord du cisaillement et au sud du courant  $N_L$ ). Par contre, la divergence de la conductance dans la région du courant  $N_L$  semble indiquer que le modèle à une dimension n'est pas très bien adapté dans le cas Ørsted. Ce résultat est confirmé par le fait qu'Ørsted traverse la partie vortex de la convection observée par SuperDARN et par le fait que les directions des nappes de courants parallèles déduites des données Ørsted montrent des directions très différentes entre elles et qui ne suivent pas les iso-latitudes magnétiques. La région de l'arc traversée par Ørsted est donc une structure à deux dimensions que le modèle à une dimension ne peut pas décrire correctement. Nous avons donc choisi de tester un modèle à deux dimensions.

### 8.3.4 Modèle à deux dimensions (2D) et résultats dans le cas d'Ørsted

Ce modèle à deux dimensions également basé sur l'équation de continuité du courant est obtenu grâce à la méthode des caractéristiques s'appuyant sur les données de courants alignés ("FAC-based method of characteristics") développée par *Amm* (2002). Cette méthode permet de calculer la distribution de conductances et de courants ionosphériques à partir des profils à deux dimensions du champ électrique ionosphérique et des courants parallèles projetés dans l'ionosphère. Là encore, le rapport entre les conductances Hall et Pedersen est pris égal à 1. Le profil de champ électrique est obtenu à partir des données SuperDARN et la distribution de courants parallèles à deux dimensions est extrapolée à partir des données le long de l'orbite d'Ørsted, par une méthode expliquée en détail dans l'Article 2. Cette distribution à deux dimensions des courants parallèles est tracée en coordonnées magnétiques sur la figure 8.3-a.

Elle est caractérisée par un courant central montant (le courant P) entouré au nord, à l'est et au sud par un courant descendant (correspondant aux courants  $N_L$  et  $N_H$ ). La modélisation à deux dimensions est satisfaisante seulement au voisinage de la trajectoire d'Ørsted, là où les mesures de courants alignés sont réelles, nous n'avons donc présenté sur la figure 8.3-a que les parties centrale et est (correspondant au centre du vortex) de la distribution de courants. La figure 8.3-b montre sur la même zone le résultat de la modélisation, c'est-à-dire la conductance Pedersen. La conductance présente un maximum atteignant 8 S, englobant tout le courant P et allongé dans la direction nord-sud. Le satellite Ørsted traverse ce maximum allongé de conductance suivant sa plus grande dimension. La conductance décroît significativement à de très faibles valeurs, dans les régions de courants descendants ( $N_H$  et  $N_L$ ). Le modèle à deux dimensions présente ce mérite essentiel d'éviter des valeurs négatives de la conductance. Cependant, au centre du courant montant modélisé (c'est-à-dire au centre du vortex situé en  $72,3^\circ$  MLAT et  $101,3^\circ$  MLON), la conductance diminue également à environ 3 S, ce qui semble peu réaliste. Ce résultat provient du fait que la distribution de courants parallèles et par là-même celle de conductances que l'on en déduit, ne sont valables que le long de la trajectoire d'Ørsted. Le modèle à deux dimensions souffre donc de la mauvaise qualité des données de courant parallèle, celles-ci étant dérivées de mesures le long de la seule orbite d'Ørsted. Il permet cependant de décrire plus correctement la conductance le long de la trajectoire d'Ørsted.

La comparaison des profils de conductance obtenus respectivement avec les modèles à une et à deux dimensions le long de la trajectoire d'Ørsted, montre une importante différence. Dans le modèle à deux dimensions, l'extension spatiale du maximum de conductance est large et coïncide parfaitement avec le courant P, contrairement au modèle à une dimension, pour lequel le maximum de conductance est étroit et situé à la frontière entre le courant P et le courant  $N_H$ . Le courant P est alors associé à un gradient de conductivité. Ce résultat du modèle à une dimension est peu réaliste et justifie le modèle à deux dimensions. Dans un arc maintenu par des FACs, la précipitation d'électrons descendants est associée à l'augmentation de la conductance et donc au centre du courant montant, les gradients de conductance étant plutôt situés sur les bords du courant montant (Burch *et al.*, 1976 ; Opgenoorth *et al.*, 1990). Par contre, les deux modèles montrent que les courants négatifs  $N_H$  et  $N_L$  sont associés à de forts gradients de la conductance. La conductance retombe donc rapidement à de faibles valeurs, en dehors de la structure de l'arc.

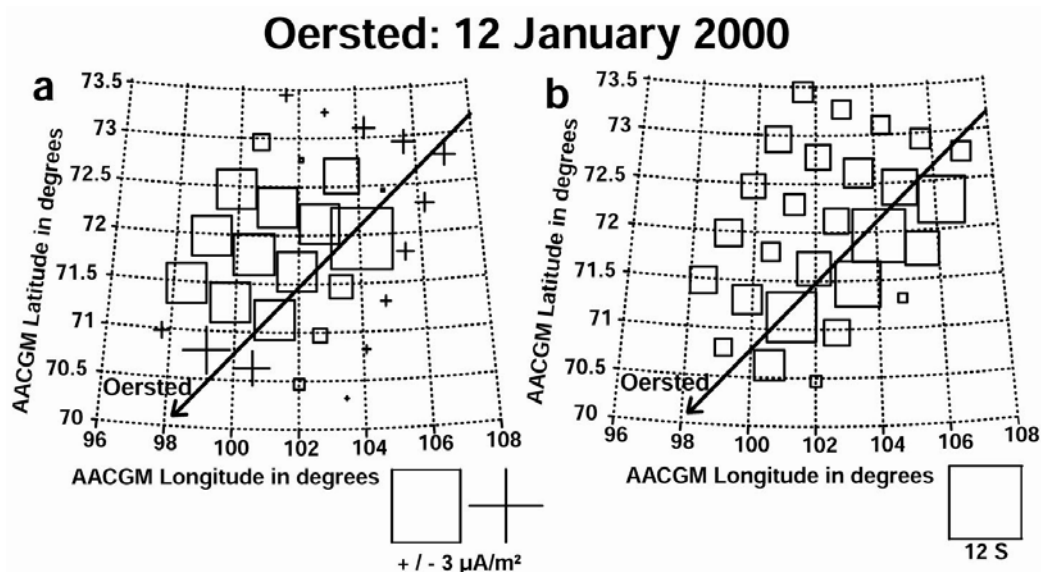


Fig. 8.3 : Événement du 12 janvier 2000. Distribution 2-D en coordonnées magnétiques (a) des courants alignés avec le champ déduits des mesures Ørsted servant d'entrée à la modélisation et (b) de la conductance de Pedersen modélisée, en supposant un rapport des conductances de Hall sur Pedersen de 1. Les paramètres sont tracés sous la forme de symboles dont la taille est proportionnelle à l'intensité du paramètre. Les carrés et les croix représentent respectivement les courants montants et descendants. La projection d'Ørsted est également montrée.

## 8.4 Discussion et conclusion

### 8.4.1 Discussion des modèles

Dans le cas FAST, les profils modélisé et expérimental de la composante longitudinale de la vitesse de convection déterminée le long de l'orbite sont très similaires. Le choix d'un modèle à une dimension est donc clairement justifié.

Dans le cas Ørsted, les deux modèles à une et deux dimensions présentent des limitations inhérentes aux hypothèses posées : l'hypothèse d'une structure purement latitudinale de l'arc dans le modèle à une dimension et la nécessité de construire une distribution à deux dimensions des courants parallèles à partir des données d'un seul satellite dans le modèle à deux dimensions. Bien que la validité de ces hypothèses ne puisse pas être vérifiée à partir de données expérimentales, elles ne sont probablement pas totalement justifiées compte tenu des insuffisances des résultats. Cependant, ces deux modèles sont les seuls qu'il soit possible de construire à partir du jeu de données expérimentales existant. Les résultats de ces deux modèles

montrent toutefois des similitudes qui confirment la structure générale de la précipitation durant le passage d'Ørsted.

#### **8.4.2 Evolution temporelle de la structure de l'arc**

L'étude de cette double conjonction permet également de comprendre l'évolution temporelle des structures de courant et de précipitation de l'arc entre les passages d'Ørsted et de FAST. Cette étude est facilitée par l'utilisation des cartes à deux dimensions de convection obtenues par SuperDARN (figure 8.1) et de précipitations obtenues par POLAR (figure 3 de l'Article 2). Des accroissements périodiques de la précipitation d'électrons sont ainsi observés au niveau de l'arc, probablement associés à des injections régulières de particules provenant de la queue. Une réorganisation de la structure de précipitation et de convection de l'arc est observée entre les deux passages de satellites, avec en particulier un déplacement global de la structure de précipitation et de FACs de l'arc d'environ  $1^\circ$  MLAT vers le nord. Cette réorganisation est également caractérisée par une dissociation de la précipitation en un spot isolé sur le bord ouest de l'arc. Toutes ces observations montrent que l'ionosphère côté nuit peut être très dynamique malgré des conditions magnétiques calmes ( $B_z$  positif et IMF stable). Sur la partie est de l'arc, le cisaillement de convection subit un mouvement indépendant de la structure de précipitation-FACs de l'arc et est déplacé de  $3^\circ$  MLAT vers le sud. Ce dernier résultat implique que durant le passage de FAST, contrairement au passage d'Ørsted, l'arc et le système de trois courants associés ne requièrent plus de cisaillement de convection pour maintenir la divergence des courants de Pedersen, comme les études d'arc réalisées jusqu'ici le montrent en général (paragraphe 2.3).

### **8.5 Electrodynamique des structures de moyenne échelle, côté nuit : perspectives et conclusion**

La plupart des questions concernant l'électrodynamique des FTEs (dont certaines ont été posées en partie 7.2), peut également s'appliquer à d'autres types de structures de petite échelle, comme les BBFs ou les arcs auroraux, présentées dans le chapitre 2. Les moyens proposés pour répondre aux questions sur la physique des FTEs sont applicables à la physique de ces autres structures. L'exemple du 5 octobre 1999 montre une conjonction du côté nuit entre le radar SuperDARN de Thikkvibaer et le satellite Ørsted (figure 8.4). Durant cette conjonction, le radar de Thikkvibaer observe deux petits vortex de convection de sens

opposé et centrés autour de 0100 MLT, ce qui est dans ce secteur typique d'une signature de BBF. Le vortex le plus à l'est circule dans le sens inverse des aiguilles d'une montre (vitesse s'approchant du radar à l'est (bleues) et vitesse s'éloignant du radar à l'ouest (rouges)). Ørsted se déplaçant du nord vers le sud, coupe le vortex le plus à l'est et détecte un courant montant intense et localisé. Le signe de ce courant est en accord avec le sens de circulation de la convection. Concernant le vortex le plus à l'ouest (vitesse s'approchant du radar à l'ouest (bleues) et vitesse s'éloignant du radar à l'est (rouges)), la trajectoire d'Ørsted ne le traverse pas directement et le courant descendant qui lui est normalement associé n'est pas détecté.

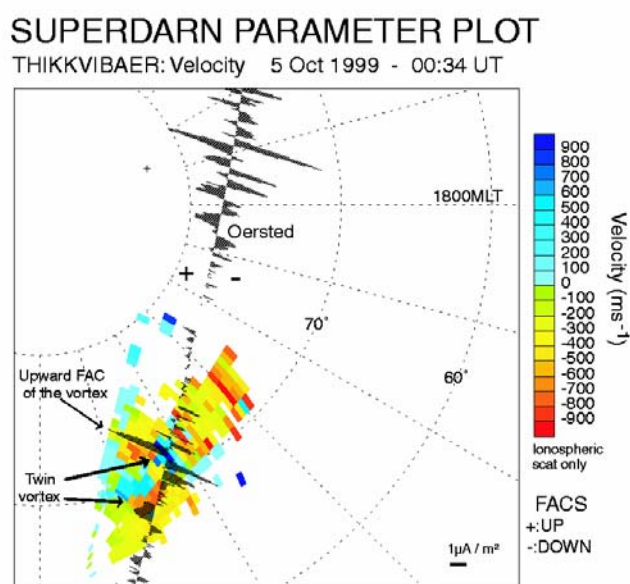


Fig. 8.4 : Carte de vitesse radiale mesurée par le radar de Thikkvibaer à 00:34 TU, le 5 octobre 1999. La trajectoire d'Ørsted et les courants parallèles mesurés sont superposés sur la carte. Les courants parallèles sont indiqués le long de la trajectoire, sous forme de segments dont la longueur est proportionnelle à l'intensité du courant. (Les courants montants sont à gauche de la trajectoire, codés positifs et les courants descendants à droite, codés négatifs).

Cependant, cette conjonction montre bien que les satellites magnétiques sont également bien adaptés pour étudier l'électrodynamique d'autres structures que les FTEs, comme les BBFs. Des études effectuées récemment avec Cluster en conjonction avec des données sol sur les arcs auroraux et les BBFs (Kauristie et al., 2001 ; Nakamura et al., 2002), montrent également la pertinence de telles études.





## **- Conclusion -**

Nous avons abordé dans cette partie les relations courant-convection dans les structures de petite échelle, à l'aide de deux études de cas, une du côté jour et une du côté nuit. Une première étude, nous a permis pour la première fois de mettre en évidence et de déterminer quantitativement les courants parallèles associés à un tube de flux reconnecté à la magnétopause. La cohérence entre les courants et la convection du tube conforte le modèle de *Southwood* (1987). Puis, nous avons illustré les différents domaines dans lesquels des développements sont à portée avec les moyens instrumentaux actuellement en œuvre, pour comprendre l'électrodynamique des FTEs. Dans une seconde étude, nous avons modélisé les paramètres électrodynamiques d'un arc auroral côté nuit, afin de comprendre comment le circuit électrique se ferme dans l'ionosphère. Nous avons également pu suivre l'évolution temporelle de cet arc pendant 20 minutes, grâce à une conjonction favorable entre les satellites Ørsted et FAST et deux radars SuperDARN. Puis, dans une partie de nouveau plus prospective, nous avons présenté rapidement le genre de travail réalisable sur un BBF.



## Conclusion Générale

Dans cette thèse, nous avons cherché à mieux comprendre le couplage entre le vent solaire, la magnétosphère et l'ionosphère. La dynamique du système magnétosphère-ionosphère, côté jour comme côté nuit, est en grande partie assurée par des processus affectant des tubes de flux de petite ou moyenne échelle spatiale et de durée ne dépassant pas la dizaine de minutes. Nous avons effectué une série d'études expérimentales de ces structures, simultanément dans l'ionosphère et dans la magnétosphère, à partir d'un ensemble d'instruments. Les résultats obtenus sont présentés dans les parties 2 et 3 de cette thèse.

La seconde partie de la thèse est consacrée aux réponses dynamiques du système magnétosphère-ionosphère côté jour à des stimuli divers du vent solaire, en particulier des variations du champ magnétique interplanétaire et des impulsions de la pression du vent solaire. Dans la première étude de cas, nous avons réalisé la première comparaison quantitative de vitesses de phase de FTEs et de vitesses de plasma, mesurées à la fois dans la magnétosphère et dans l'ionosphère, lors d'un retournement des composantes  $B_y$  et  $B_z$  de l'IMF. Chacune de ces vitesses est mesurée dans le cornet polaire à la fois à haute altitude par Cluster et dans l'ionosphère par SuperDARN. Les vitesses de plasma mesurées aux deux localisations sont, après projection, très cohérentes en direction, cependant que l'amplitude des vitesses mesurée dans la magnétosphère est plus élevée que celle mesurée dans l'ionosphère. Pour les vitesses de phase des FTEs, les résultats sont très satisfaisants, les vitesses mesurées aux deux localisations étant très voisines. Dans la seconde étude, nous avons quantifié le mouvement des différentes frontières magnétosphériques du côté jour, lors de variations de la composante  $B_z$  de l'IMF. Nous avons comparé entre elles les positions respectives de la Région-1 de courant parallèle, de la CRB du côté après-midi et du cornet polaire, sur une période de 3 heures environ et nous avons observé que les temps de réponse de ces différentes régions à des variations du  $B_z$  sont différents. Enfin dans une troisième étude, nous avons montré que les impulsions de pression du vent solaire peuvent être le facteur de déclenchement des FTEs à la magnétopause, en période de  $B_z$  négatif. Les sursauts de convection observés dans l'ionosphère ont alors une forme plus diffuse que ceux produits par la seule reconnexion à la magnétopause sans impulsion de pression. Nous avons confirmé des résultats antérieurs de Provan *et al.* (2002) et Davies *et al.* (2002), en montrant que les sursauts de convection

associés aux FTEs, entraînés vers le nord par la tension magnétique, sont bien une signature fossile de la reconnexion. Ces sursauts de convection continuent à exister plusieurs minutes après que la précipitation de particules provenant de la magnétogaine ait cessé.

La troisième partie de la thèse est consacrée à l'étude de l'électrodynamique de structures aurorales de moyenne échelle, du côté jour comme du côté nuit. Dans une première étude, nous avons présenté la première observation directe des courants parallèles associés à un FTE, en conjonction avec un sursaut de convection. Nous avons pu vérifier que la distribution des courants parallèles étaient en accord avec le modèle de *Southwood* (1987) et que l'intensité de chacun des deux courants parallèles du FTE est bien égale à l'intensité du courant de Pedersen à l'intérieur du sursaut de convection, déduit de la convection ionosphérique. Cette étude est un premier exemple du travail que l'on pourra poursuivre dans l'avenir sur la distribution des courants parallèles associés à des FTEs. Dans une seconde étude, nous avons modélisé les paramètres électrodynamiques d'un arc côté nuit, afin de comprendre comment le circuit électrique associé à l'arc se ferme dans l'ionosphère. Une conjonction favorable permet de modéliser les paramètres électrodynamiques à deux moments différents de la vie de l'arc séparés de 20 minutes et donc de suivre son évolution temporelle. Cette modélisation qui s'appuie sur les mesures à deux dimensions du champ électrique par les radars SuperDARN, a mis en évidence à la fois la nécessité de telles modélisations à deux dimensions et la difficulté de les réaliser en l'absence de la mesure de la distribution à deux dimensions des courants ou des conductivités.

Toutes ces études ont en commun d'utiliser les données des radars SuperDARN. Les deux chaînes de radars SuperDARN qui couvrent une très grande partie des ovales auroraux nord et sud se révèlent être un excellent outil pour étudier l'évolution spatiale et temporelle des tubes de flux de moyenne échelle, ainsi que pour suivre de manière continue les positions des frontières magnétosphériques, ce que ne peuvent pas faire les satellites. Cependant, l'interprétation des données radars nécessite le plus souvent l'utilisation de données satellites conjuguées, soit dans la basse magnétosphère pour comprendre l'électrodynamique de fermeture ionosphérique du circuit électrique associé aux tubes de flux, soit dans la haute magnétosphère car les processus en jeu couplent l'ionosphère avec la magnétosphère. Depuis quelques années, ces études dans lesquelles les données de plusieurs instruments sont mises en commun se sont développées. C'est aussi le cas de tous les travaux présentés dans cette thèse. Comme les radars couvrent une grande partie des ovales auroraux, le nombre de

conjonctions sol-espace intéressantes se révèlent conséquent. Les meilleures comparaisons possibles sont celles qui permettent d'avoir accès à la structure à deux dimensions aussi bien dans l'ionosphère que dans le plan perpendiculaire au champ magnétique dans la magnétosphère. Cluster est pour cela un très bon outil, puisqu'il permet de déterminer les caractéristiques tri-dimensionnelles des tubes de flux. Cluster est le précurseur d'une nouvelle génération de missions spatiales composées comme lui de plusieurs modules identiques. Le lancement proche de « Double Star » et par la suite le projet MMS (*Multiscale Magnetospheric System*), permettront de développer ce type d'études multi-instruments.

Les perspectives de travail, basées sur ce type d'études multi-instrumentales, sont encore nombreuses. En ce qui concerne la reconnexion sporadique du côté jour de la magnétosphère, deux directions de recherche méritent d'être approfondies : une meilleure description du système de courants associés au FTE et une confirmation des idées actuelles sur le déroulement de la « vie du FTE ». Nos travaux ont contribué à clarifier la différence et les similitudes entre l'effet des impulsions de pression et la reconnexion sporadique. Il reste à évaluer la part des structures qui ne sont pas associées à de la reconnexion, qu'il s'agisse de TCVs ou d'ondes de surface à la magnétopause. Du côté nuit, la relation entre les BBFs observés dans la magnétosphère et leur signature ionosphérique est à approfondir. C'est seulement ensuite que le rôle de la reconnexion dans la queue en dehors des sous-orages, en tant que phénomène contrôlant le flux magnétique ouvert dans la magnétosphère, pourra être appréhendé.



## **- Annexes -**





**- A n n e x e 1 -**

**Transient plasma injections in the dayside  
magnetosphere: one-to-one correlated  
observations by Cluster and SuperDARN**

**A. Marchaudon, J.-C. Cerisier, J.-M. Bosqued, M. W.  
Dunlop, J. A. Wild, P. M. E. Décréau, M. Förster, D.  
Fontaine, and H. Laakso**

*To be published, Annales Geophysicae 2003*



# Transient plasma injections in the dayside magnetosphere: one-to-one correlated observations by Cluster and SuperDARN

A. Marchaudon<sup>1</sup>, J.-C. Cerisier<sup>1</sup>, J.-M. Bosqued<sup>2</sup>, M. W. Dunlop<sup>3,\*</sup>, J. A. Wild<sup>4</sup>, P. M. E. Décréau<sup>5</sup>, M. Förster<sup>6</sup>, D. Fontaine<sup>7</sup>, and H. Laakso<sup>8</sup>

<sup>1</sup>Centre d'Etude des Environnements Terrestre et Planétaires, 4 avenue de Neptune, 94107 Saint-Maur-des-Fossés Cedex, France

<sup>2</sup>Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, CESR/CNRS, B.P. 4346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

<sup>3</sup>Space and Atmospheric Physics, Blackett Laboratory, Imperial College, London SW7 2BZ, UK

<sup>4</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Leicester, University Road, Leicester, LE1 7RH, UK

<sup>5</sup>LPCE and Université d'Orléans, 45071 Orléans, France

<sup>6</sup>Max Planck-Institute für Extraterrestrische Physik, 85741 Garching, Germany

<sup>7</sup>Centre d'Etude des Environnements Terrestre et Planétaires, 10-12 avenue de l'Europe, 78140 Vélizy, France

<sup>8</sup>Space Science Division, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands

\* now at: RAL, Rutherford-Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Oxon, OX11 0QX, UK

Received: 11 December 2002 – Revised: 2 June 2003 – Accepted: 9 June 2003 – Published: 1 January 2004

**Abstract.** Conjunctions in the cusp between the four Cluster spacecraft and SuperDARN ground-based radars offer unique opportunities to compare the signatures of transient plasma injections simultaneously in the high-altitude dayside magnetosphere and in the ionosphere. We report here on such observations on 17 March 2001, when the IMF initially northward and duskward, turns southward and dawnward for a short period. The changes in the convection direction at Cluster are well correlated with the interplanetary magnetic field (IMF)  $B_y$  variations. Moreover, the changes in the ionosphere follow those in the magnetosphere, with a 2-3 min delay. When mapped into the ionosphere, the convection velocity at Cluster is about 1.5 times larger than measured by SuperDARN.

In the high-altitude cusp, field and particle observations by Cluster display the characteristic signatures of plasma injections into the magnetosphere suggestive of Flux Transfer Events (FTEs). Simultaneous impulsive and localized convection plasma flows are observed in the ionospheric cusp by the HF radars. A clear one-to-one correlation is observed for three successive injections, with a 2–3 min delay between the magnetospheric and ionospheric observations. For each event, the drift velocity of reconnected flux tubes (phase velocity) has been compared in the magnetosphere and in the ionosphere. The drift velocity measured at Cluster is of the order of 400–600 m s<sup>-1</sup> when mapped into the ionosphere, in qualitative agreement with SuperDARN observations. Finally, the reconnected flux tubes are elongated in the north-south direction, with an east-west dimension of 30–60 km in the ionosphere from mapped Cluster observations, which is

consistent with SuperDARN observations, although slightly smaller.

**Key words.** Ionosphere (plasma convection) – Magnetospheric physics (magnetopause, cusp, and boundary layers; magnetosphere-ionosphere interactions)

## 1 Introduction

Plasma entry from the solar wind into the magnetosphere occurs mainly through the dayside magnetopause. Three main regions just inside the magnetopause with different plasma characteristics, have been recognized since the initial survey by Heos-2 (Haerendel et al., 1978): the low-latitude boundary layer (LLBL), the high-altitude cusp and the plasma mantle. Across these boundary regions, a competition exists between diffusion and reconnection for mass, momentum and energy transfer from the solar wind to the magnetosphere. The low-latitude magnetopause adjacent to the LLBL is the main site for reconnection (Eastman et al., 1976; Newell and Meng, 1988; Fuselier et al., 1999), when the interplanetary magnetic field (IMF) is southward. The LLBL is populated by a mixture of plasmas of magnetosheath and magnetospheric origin and is partly located on closed field lines. The LLBL is magnetically connected to the ionospheric cleft (Newell and Meng, 1988), where particle fluxes are lower in intensity and extend to higher energies than in the cusp located just poleward (Aparicio et al., 1991). The high-altitude cusp (Paschmann et al., 1976) is located on open field lines, where magnetosheath plasma entry is more direct, as indicated by the spectral characteristics of the particles which are close to those observed in the magnetosheath (Newell and

Meng, 1988). The high-altitude cusp is magnetically connected to the “cusp proper” at lower altitudes, where plasma with magnetosheath characteristics is also observed. The persistency of the cusp proper has led many authors (e.g. Newell et al., 1989) to conclude that processes other than patchy or transient merging occur in the high-altitude cusp such as steady-state merging or diffusion. Poleward of the high-altitude cusp, is the plasma mantle (Rosenbauer et al., 1975; Crooker et al., 1977). This boundary layer consists of magnetosheath-like plasma with a tailward-directed bulk flow parallel to the local magnetic field. Particles entering the cusp may move on mantle field lines through convection and are dispersed by the velocity filter effect (Reiff et al., 1977). For strongly northward IMF, the high-latitude magnetopause adjacent to the mantle is the preferred site of reconnection (Maezawa, 1976).

Reconnected magnetic flux tubes allow energy and momentum transfer from the solar wind to the magnetosphere. Initially considered as a steady-state process, its intermittent and spatially limited nature was discovered, independently by Haerendel (1978) and by Russell and Elphic (1978, 1979). Russell and Elphic (1978) named these bursts of magnetic reconnection, the Flux Transfer Events (FTEs) and first recognised their main observational characteristic, the bipolar signature in the magnetic field component normal to the magnetopause. Later studies allowed one to refine the description of FTEs, namely the plasma signature inside the reconnected flux tube, consisting of a mixture of magnetosheath and magnetospheric plasma (e.g. Farrugia et al., 1988), the accelerated ion flows (e.g. Paschmann et al., 1982) and their larger occurrence rate during periods of southward interplanetary magnetic field (e.g. Berchem and Russell, 1984; Lockwood and Smith, 1992).

Flux transfer events map into the ionosphere along magnetic field lines. The first observation of the ionospheric signature of an FTE was made by Goertz et al. (1985) with the STARE VHF coherent radar. Sporadic and spatially limited flow bursts moving in the northwest direction were attributed to magnetic merging, as indicated by the simultaneous observation of a satellite signature at the magnetopause. Several studies with the PACE HF radar followed, and Pinnock et al. (1991, 1993, 1995) presented cases of enhanced convection channels superimposed on the continuous cusp echoes. Inside flow channels, the velocity was larger than in the ambient plasma and directed mainly northward, as expected by the Southwood (1987) model for FTEs. Most of these convection channels are also characterized by an azimuthal velocity component, the sign of which depends upon the sign of the IMF  $B_y$  component. It was observed that in the Northern Hemisphere, the flow is westward for positive  $B_y$  and eastward for negative  $B_y$  and reversed in the Southern Hemisphere, in agreement with the convection models (Reiff and Burch, 1985; Crooker, 1979, 1988; Cowley et al., 1991), which assume that the convection is driven by the magnetic tension at the reconnection site. It was also observed that the longitudinal extent of these flow bursts is generally larger than their latitudinal extent and that their average repetition

rate is about 7 min. Parallel currents flowing on the flanks of the flow burst have been modelled (Southwood, 1987; Lockwood et al., 1990, 2001a) and observed (Milan et al., 2000). All the above observations and models suggested that intermittent and patchy magnetic reconnection was the source of FTEs, including sporadic flow bursts which represent their ionospheric signature. Observations by SuperDARN radars have complemented this set of observations. For example, Provan et al. (1998), with a high resolution scan mode, and Milan et al. (2000) and Thorolfsson et al. (2000), with the association of radars and optical observations, determined the size, shape, velocity and recurrence rate of the ionospheric signatures of FTEs. These case studies have been confirmed by statistical studies of the location, occurrence and relation with the IMF  $B_y$  of the flow bursts (Provan and Yeoman, 1999; Provan et al., 1999; McWilliams et al., 2000).

Thus, flux transfer events (FTEs) have been extensively studied during the last twenty years, both in the magnetosphere by satellites and in the ionosphere by radars or imagers. However, simultaneous observations in the high-altitude magnetosphere and in the ionosphere are less numerous. Elphic et al. (1990) showed a clear association between an FTE, identified near the magnetopause by its magnetic bipolar signature observed by the ISEE2 satellite, and poleward-moving ionospheric flow bursts and auroral forms observed by the EISCAT radar and photometers. Almost ten years later, Neudegg et al. (1999) have associated the signatures of an FTE observed at the magnetopause by the Equator-S satellite and in the ionosphere by a SuperDARN radar. In a statistical study, Neudegg et al. (2000) showed a clear one-to-one association between reconnected flux tubes at the magnetopause and ionospheric poleward moving flow bursts.

The four-spacecraft Cluster mission, with an optimised inter-satellite separation, is well-suited to analyze the detailed structure of FTEs in the magnetosphere (Bosqued et al., 2001; Owen et al., 2001). Coordinated studies between Cluster and magnetically conjugate ground-based instruments are of primary importance to characterize the electrodynamic coupling between the ionosphere and the distant magnetosphere (Opgenoorth et al., 2001; Lockwood et al., 2001b). Clear FTE signatures have been recently observed simultaneously by ground-based instruments and Cluster (Lockwood et al., 2001c; Wild et al., 2001), illustrating the ionosphere-magnetosphere coupling caused by the magnetopause reconnection.

On 17 March 2001, between 05:05 and 06:50 UT, Cluster crosses the high-altitude northern cusp while the SuperDARN CUTLASS radars measure line-of-sight (l-o-s) velocities typical of cusp echoes in the conjugate ionosphere. The interplanetary conditions are very quiet, with a mainly northward and duskward IMF and a low solar wind pressure. The study presented in this paper is limited to a short interval between 05:15 and 06:00 UT, characterised by a southward and dawnward excursion of the IMF, leading to an increased rate of magnetic reconnection at the magnetopause. During that time period, characteristic FTE signatures are ob-

served by Cluster in the magnetosphere, and duskward flow bursts are simultaneously observed by the CUTLASS radars in the ionosphere, at the magnetic footprint of Cluster. Cluster and radar observations are well correlated. A detailed comparison for three successive injections shows that the local plasma convection velocity and the drift velocity of the flux tubes, evaluated in the ionosphere and at 7–8  $R_E$  altitude (and then mapped into ionosphere) are fully consistent.

## 2 Instrumentation

### 2.1 Cluster

The Cluster mission is composed of four identical spacecraft in a tetrahedral formation in order to discriminate between small-scale spatial and temporal structures. Cluster is located on an elliptical orbit with a perigee of 4  $R_E$ , an apogee of 19.6  $R_E$  and a period of  $\sim 58$  h. In this paper, we use data from several experiments: the Cluster Ion Spectrometer (CIS), the Fluxgate Magnetometer (FGM), the Plasma Electron and Current Experiment (PEACE), the Waves of High frequency and Sounder for Probing of Electron density by Relaxation instrument (WHISPER), the Electric Field and Wave experiment (EFW) and the Electron Drift Instrument (EDI).

The Cluster Ion Spectrometry (CIS) experiment (Rème et al., 2001) provides a full, three-dimensional energy/velocity distribution of the major magnetospheric ions from thermal energies up to about 40 keV/e and the moments with a time resolution up to 4 s. The experiment is composed of two different instruments: the COmposition and DIstribution Function analyser (CIS1/CODIF), which gives the mass per charge composition with a medium angular resolution ( $22.5^\circ$ ), and the Hot Ion Analyser (CIS2/HIA), which offers a better energy and angular resolution without mass resolution. In this study, we use energy spectrograms and the moment data (ion velocity components and density) provided by the CIS1/CODIF and CIS2/HIA instruments on Cluster 1.

In support of CIS observations, data from four other instruments have been used in this paper. The PEACE instrument (Johnstone et al., 1997) is designed to measure the electron velocity distribution. The WHISPER instrument (Décréau et al., 2001) yields the electron density determined via the passive mode of the relaxation sounder. The EFW instrument (Gustafsson et al., 2001) measures the electric field and the spacecraft potential, of which the variations are, to a large extent, proportional to those of the plasma density. The EDI instrument (Paschmann et al., 2001) measures the drift velocity of artificially injected electron beams, from which the perpendicular electric field can be deduced.

The magnetic field data are provided by the Fluxgate Magnetometer (FGM) experiment (Balogh et al., 2001). Each FGM instrument is composed of two tri-axial fluxgate magnetic field sensors. In this study, the magnetic field data are used with a resolution of  $\sim 0.125$  s. By identifying similar but time-lagged signatures of boundaries on each of the four

spacecraft, the FGM data are used to derive the velocity of these boundaries.

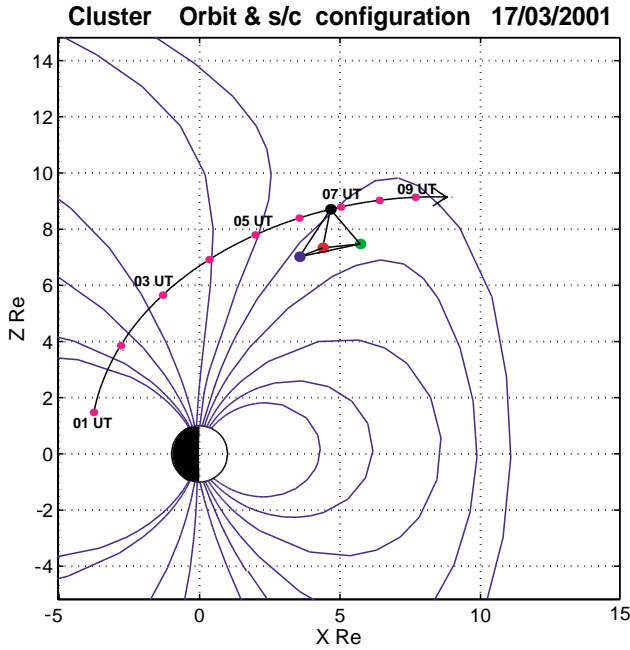
### 2.2 SuperDARN

The ionospheric convection is measured by the CUTLASS SuperDARN coherent HF radars at Hankasalmi (Finland) and Píkkvibær (Iceland) (Greenwald et al., 1995). Each radar measures the I-o-s plasma velocity in the F-region of the ionosphere. As the CUTLASS radars share a common field-of-view, convection velocity vectors can be obtained from the simultaneous measurement of two independent components. The SuperDARN radar beam is narrow, typically  $3.3^\circ$  in azimuthal width, and scans successively 16 adjacent directions divided into 75 range bins of 45 km length. The field-of-view of each radar is large: over 3000 km in range and  $53^\circ$  in azimuth. During the period under study, the two radars were operated in the high-resolution common mode, with each beam sounded for 3 s, resulting in a full scan every 1 min.

## 3 Geometry of observations and interplanetary conditions

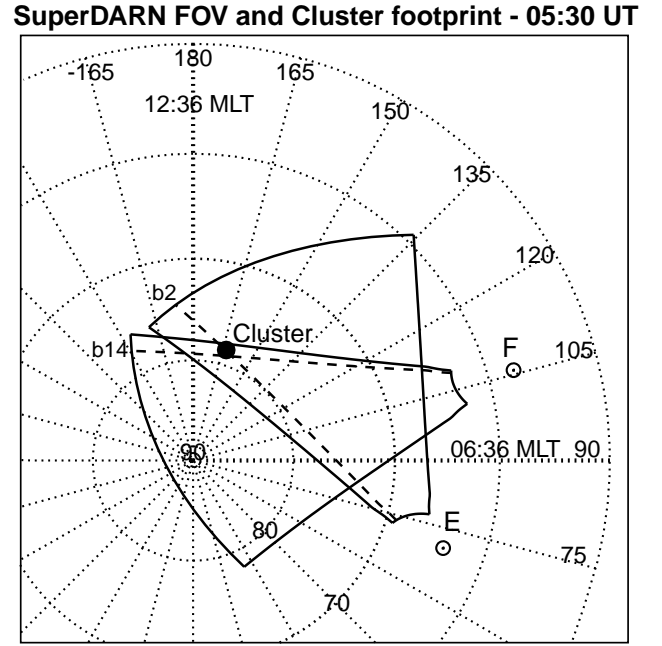
On 17 March 2001, the magnetic footprint of the Cluster spacecraft crosses the field-of-view of the CUTLASS radars between 04:50 and 09:20 UT. During the shorter interval 05:05–06:50 UT, the Cluster spacecraft (with an average separation of  $\sim 600$  km) encounters the northern external cusp. Cluster is moving sunward from the northern lobe through the cusp towards the dayside magnetopause close to the noon magnetic plane, as shown in Fig. 1, which represents a sketch of the projection of Cluster in the XZ GSM plane. The overall cusp crossing has been analysed by Vontrat-Reberac et al. (2003). In the present paper, we focus on a short period between 05:15 and 06:00 UT, during which Cluster and SuperDARN observe in the cusp the response to a southward and dawnward excursion of the IMF. During this period, the radars are located in the pre-noon sector and observe cusp echoes in the ionosphere at very far horizontal ranges between 2700 and 3300 km. Figure 2 shows a map of the field-of-view of the CUTLASS radars at 05:30 UT, in Altitude-Adjusted Corrected GeoMagnetic coordinates (AACGM) (Baker and Wing, 1989). The mapped ionospheric footprint of Cluster (black dot) is calculated by projection along magnetic field lines, with the Tsyganenko T96 model (Tsyganenko, 1995) and real inputs of IMF and solar wind pressure from the ACE satellite. During the period of interest, the Cluster footprint remains almost fixed and is located near  $79^\circ$  Magnetic Latitude (MLAT) and  $165^\circ$  Magnetic Longitude (MLON), corresponding to  $\sim 11:30$  Magnetic Local Time (MLT), where cusp echoes are observed by the Hankasalmi radar.

The IMF and solar wind data are provided by the ACE satellite located near the Lagrangian L1 libration point, at about 226  $R_E$  upstream of the Earth. The IMF data are plot-



**Fig. 1.** Sketch of the projection of the Cluster 1 orbit (black solid line) in the GSM  $XZ$  plane, for the period 01:00–09:00 UT on 17 March 2001. Magenta dots along the orbit are separated by one hour. The Cluster spacecraft configuration is shown around 06:45 UT, each spacecraft corresponding to a coloured dot with the Cluster colour-code (SC1-black, SC2-red, SC3-green, SC4-blue). The separation of the spacecraft has been expanded by a factor of ten to better indicate the tetrahedral configuration in the cusp. Several magnetospheric field lines (blue solid lines) have also been plotted.

ted in GSM coordinates with an 86-min delay in Fig. 3. The propagation delay to the dayside ionosphere is evaluated between 86 and 91 min, taking into account a 78-min delay between the ACE and the bowshock (with a solar wind bulk speed of  $\sim 290 \text{ km s}^{-1}$ ), a 5- to 10-min delay across the magnetosheath (Spreiter and Stahara, 1980) and a 3-min delay between the magnetopause and the dayside ionosphere (Etemadi et al., 1988). During the interval 05:05–06:50 UT when Cluster is in the cusp, the solar wind pressure is low, less than  $0.5 \text{ nPa}$  (not shown), and the IMF is characterised by mainly positive  $B_y$  and  $B_z$ , both with a mean value of  $+3 \text{ nT}$  (Fig. 3b and c). The  $B_x$  component also remains slightly positive, oscillating between 0 and  $+3 \text{ nT}$  (Fig. 3a). But during the interval under study (05:15–06:00 UT), a rotation of the IMF is observed. Initially duskward and northward, the IMF progressively turns downward and then southward to reach  $B_z \sim -2 \text{ nT}$  and  $B_y \sim -5 \text{ nT}$  between 05:30 and 05:45 UT, after which the IMF returns to its initial direction. As  $B_z$  remains smaller than  $B_y$ , the convection pattern is mainly controlled by the  $B_y$  component. The rotation of the IMF is evidenced by the clock angle (Fig. 3d) which reaches a maximum of  $110^\circ$  at  $\sim 05:40 \text{ UT}$ . Following Taguchi and Hoffman (1996), who showed that the IMF  $B_y$  control of the convection requires clock angles larger than



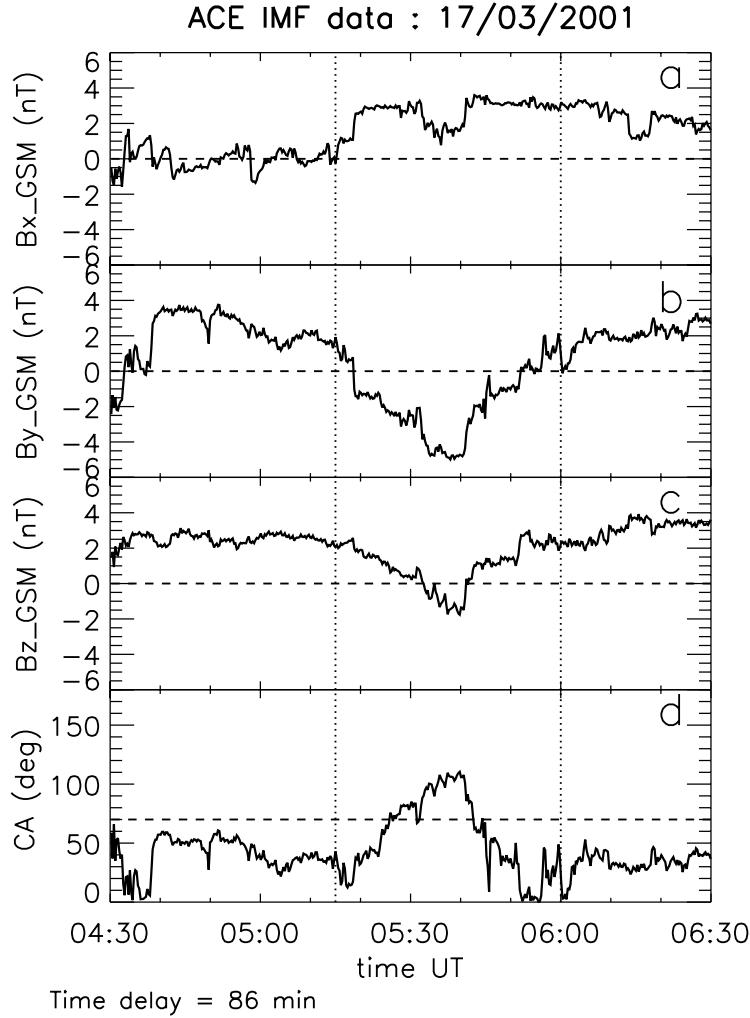
**Fig. 2.** Common field-of-view (magnetic coordinates) of the SuperDARN Hankasalmi (Finland: F) and Pikkvibær (Iceland East: E) radars at 05:30 UT, with the Pikkvibær beam 2 and the Hankasalmi beam 14 (dashed lines) and the Cluster footprint (black dot) superimposed.

$70^\circ$ , we may expect a  $B_y$  control starting around 05:25 UT and lasting up to 05:43 UT. The IMF clock angle rotation is also favourable to reconnection between the IMF and magnetospheric field lines at the dawnside northern magnetopause. Thus, except for the short period between  $\sim 05:30$  and  $\sim 05:45 \text{ UT}$ , when IMF  $B_z < 0$ , the IMF and solar wind data confirm that very quiet conditions are prevailing and support the observation of a polar cusp at very high latitudes, as it will be shown from Cluster and radar data in the next section.

## 4 Observations

### 4.1 High-altitude cusp

In this section, the presentation will be organised around the CIS and FGM data, with reference to the other instruments when useful. Figure 4 presents data from CIS and FGM on board Cluster 1, for the interval 05:15–06:00 UT. The panels from top to bottom display the magnetic field amplitude, the total ion density, the ion parallel velocity, the ion perpendicular velocity projected in the  $XY$  GSE plane and the energy-time spectrogram of precipitating  $\text{H}^+$  ions in the  $0 - -20^\circ$  pitch angle range. Figure 5 presents data from other instruments of the Cluster 1 and 3, from top to bottom, the WHISPER (SC1) electron density, the  $x$  and  $y$  GSE components of the electric field from EFW (SC1) and EDI (SC3), and the



**Fig. 3.** Interplanetary magnetic field (IMF) from the ACE spacecraft on 17 March 2001 for the period 04:30–06:30 UT. Data are lagged by 86 min to take into account the delay from the spacecraft to the ionosphere. Panels (a), (b) and (c) show, respectively, the IMF  $B_x$ ,  $B_y$  and  $B_z$  components in GSM coordinates. Panel (d) shows the IMF clock angle.

PEACE (SC1) energy-time spectrogram of the electrons in the parallel direction.

Cluster is in the cusp from 05:05 to 06:50 UT (Vonrat-Reberac et al., 2003). During the shorter period displayed in Fig. 4, the ion density (Fig. 4b) fluctuates between 5 and  $15 \text{ cm}^{-3}$  and the mean ion parallel energy (Fig. 4e) is 300 eV, both values being typical of the high-altitude cusp. The PEACE data also exhibit typical cusp properties, such as an electron mean energy of 40 eV (Fig. 5d) and essentially bi-directional electron fluxes (parallel and anti-parallel). The WHISPER electron density is of the same order and well correlated with the CIS ion density (Figs. 4b and 5a). Several characteristics of a northward IMF cusp are also observed, namely its location at very high latitude, between  $79^\circ$  and  $81^\circ$  MLAT (Newell et al., 1989; Palmroth et al., 2001) and the energy-time dispersion of the ion injections (Vonrat-Reberac et al., 2003).

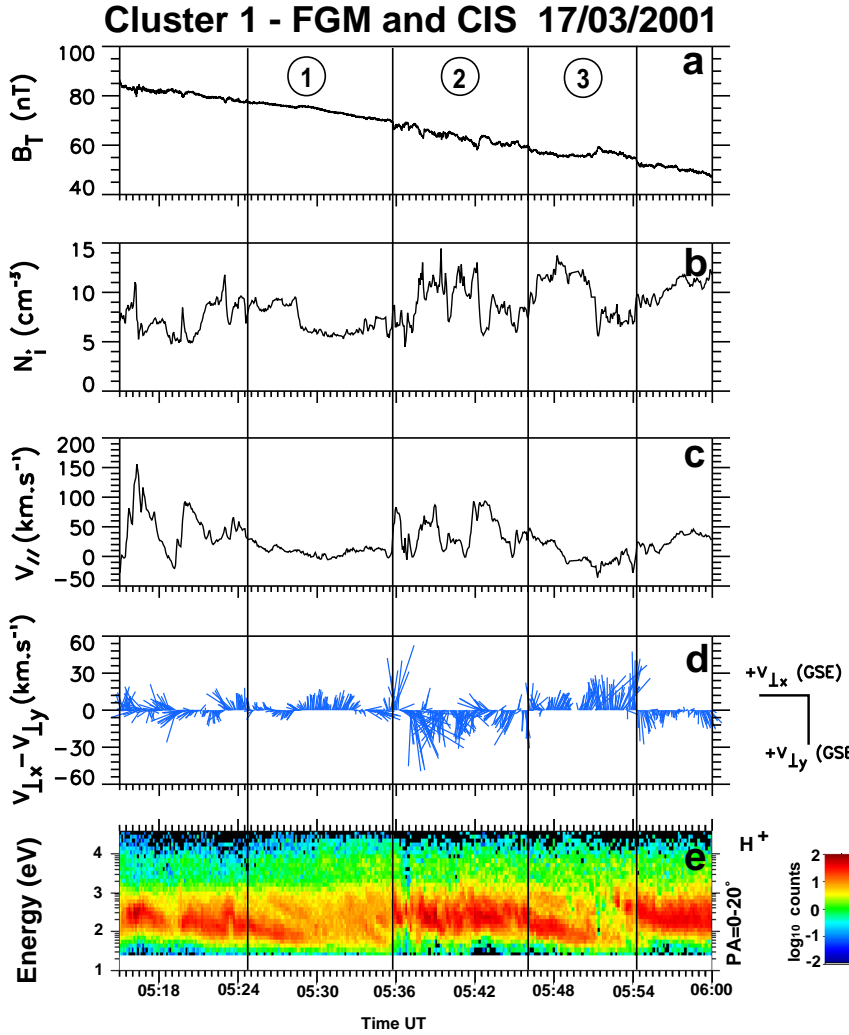
The interval 05:25–05:54 UT can be divided into three sub-intervals, numbered 1, 2 and 3 in Figs. 4 and 5, according to the sign of the dawn-dusk component of the perpendicular ion velocity in Fig. 4d, which closely follows the IMF  $B_y$

variations. Before interval 1, plasma injections are observed at Cluster, with large parallel velocities. This period is associated with positive IMF  $B_y$  and  $B_z$  before the IMF turning. Because Cluster and SuperDARN observations are not conjugate, we will focus only on later injections observed during interval 2.

Between 05:25 and 05:36 UT (interval 1 in Figs. 4 and 5), the perpendicular convection velocity is less than  $20 \text{ km s}^{-1}$  and points primarily downward. The CIS density is low ( $\sim 6\text{--}7 \text{ cm}^{-3}$ ) with only small fluctuations. The magnetic field amplitude is fairly steady, typical of a quiet period. These observations correspond to a transition phase in the cusp, associated with the period when the IMF is rotating from a northward-duskward orientation to a southward-dawnward orientation.

Between 05:36 and 05:46 UT (interval 2 in Figs. 4 and 5), the convection at Cluster turns duskward (in the  $+Y_{GSE}$  direction). The convection velocity increases up to  $50 \text{ km s}^{-1}$ , with numerous fluctuations in direction and amplitude. The parallel ion flux and the ion density exhibit a series of enhancements with multiple peaks. More precisely, when the



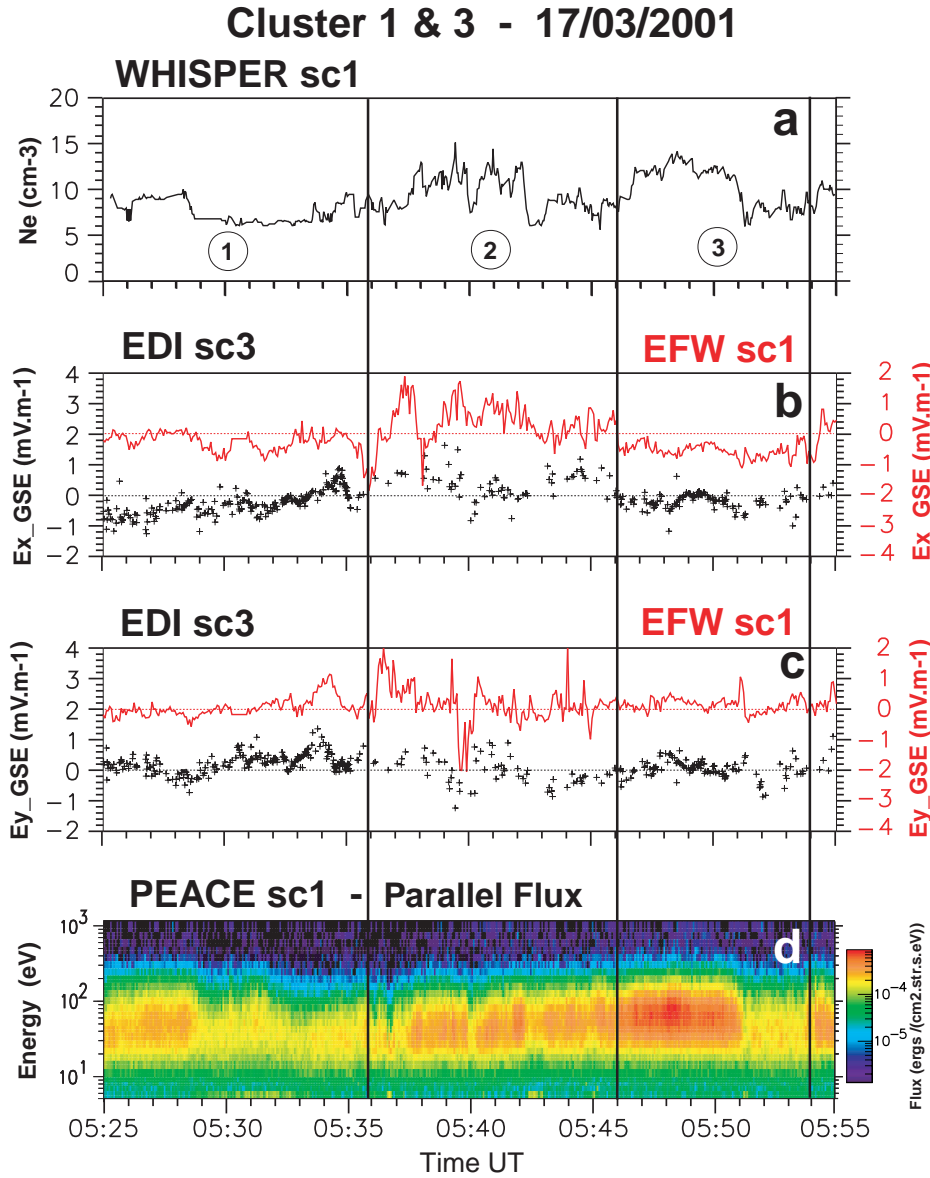


**Fig. 4.** Cluster 1 FGM and CIS data for the period 05:15–06:00 UT, with three sub-intervals. **(a)** Magnetic field amplitude. **(b)** Total ion density. **(c)** Ion parallel velocity. **(d)** Ion velocity vectors perpendicular to the magnetic field projected in the  $XY$  GSE plane. **(e)** Energy-time spectrogram of precipitating  $H^+$  ions, in the  $0\text{--}20^\circ$  pitch angle range.

perpendicular velocity shows three successive duskward intensifications centred at 05:38, 05:40 and 05:43 UT, the parallel ion velocity (defined as the moment of the total ion distribution function) shows three weak downward peaks ( $50$  and  $100\text{ km s}^{-1}$ ), characteristic of an excess of precipitating ions. Notice that a first peak of parallel velocity also occurs at 05:36 UT, associated with dawnward perpendicular velocity and located at the boundary between intervals 1 and 2. Magnetic field perturbations are also observed, in particular, the magnetic field amplitude decreases during each velocity enhancement and ion injection (diamagnetic effect). These observations coincide with the period of dawnward and southward IMF, favouring the solar wind plasma entry at the dawnside magnetopause. Therefore, one can anticipate that these observations are signatures of cusp plasma injections due to magnetic reconnection.

Between 05:46 and 05:54 UT (interval 3 in Fig. 4), the perpendicular convection velocity turns downward again, with characteristics similar to interval 1, but the speed remains large (around  $30\text{ km s}^{-1}$ ). The density presents a large-scale enhancement, the ion energies decrease slightly and

the energy-time (latitude) dispersion profile is more continuous, suggesting a change in the reconnection process. In addition to the general decrease due to the motion of Cluster towards the magnetopause, the magnetic field amplitude shows a reduction followed by an enhancement, which is inverse to the density variation, implying a diamagnetic effect. This interval is associated with the return to the conditions of duskward and northward IMF. After 05:54 UT, the increase in ion energies suggests the occurrence of a new injection, and the perpendicular velocity turns duskward again for several minutes, but no apparent change in the IMF can be associated with it. All the above observations of the density and perpendicular ion velocity during intervals 1–2–3 are confirmed by the PEACE, WHISPER, EFW and EDI data: the ion and electron density profiles measured by CIS, PEACE and WHISPER (Figs. 4b and 5a) are very similar, resulting from the need to maintain quasi-neutrality in the cusp (Reiff et al., 1977; Burch, 1985). Also, the electric field measured by EFW and EDI (Fig. 5b and c) confirms the convection velocity obtained by the CIS instrument. The electric field profiles of both experiments are comparable, in spite of the



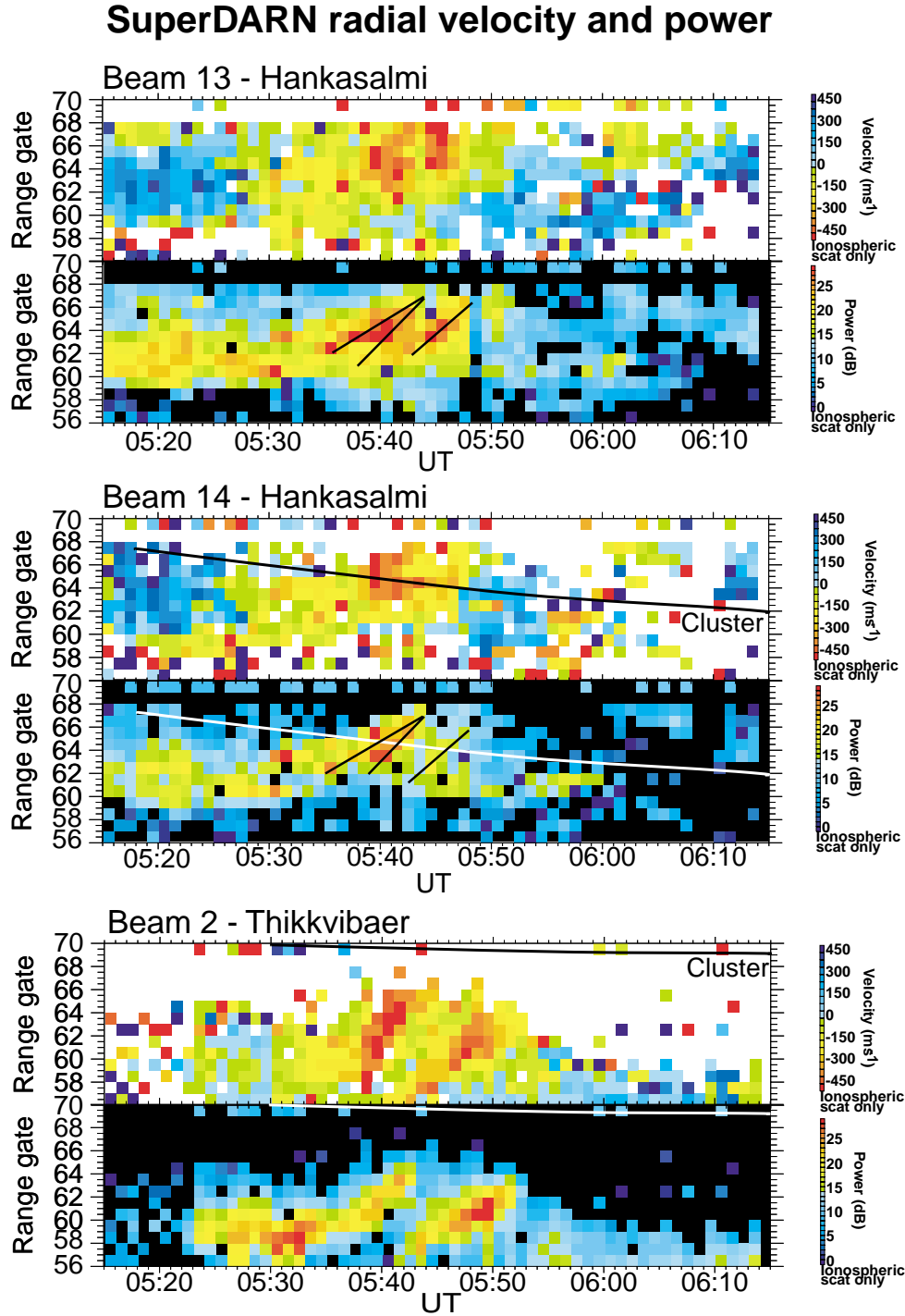
**Fig. 5.** WHISPER, EFW, EDI and PEACE data for the period 05:25–05:55 UT, with three sub-intervals. **(a)** WHISPER (SC1) electron density. **(b)** and **(c)**  $x$  and  $y$  components of the electric field in GSE coordinates for EFW (SC1) (red line) and EDI (SC3) (black crosses). The offset of the EFW data has been corrected. **(d)** PEACE (SC1) energy-time spectrogram of precipitating electrons, in the  $0 - 20^\circ$  pitch angle range (Calibration 1.5).

use of spacecraft 3 for EDI with less data gaps, introducing a small lag of about 1 min between EDI and EFW. In addition, data (not shown) from the same experiment but from different satellites show similar signatures, suggesting that multipoint measurements can be used safely to deduce the velocity of propagation of the flux tubes in which injection occurs.

#### 4.2 Ionospheric convection

Figure 6 presents three pairs of range-time colour-coded plots showing the ionospheric convection measured by the CUTLASS Hankasalmi and Pikkvibær radars between 05:15

and 06:15 UT. In each pair, the upper plot shows the l-o-s velocity and the lower plot shows the amplitude (dB) of the backscattered signal. Three beams are presented: from top to bottom, beams 13 and 14 of Hankasalmi and beam 2 of Pikkvibær. These three beams are directed mainly eastward and thus, measure essentially the dawn-dusk component of the convection velocity. The Hankasalmi beam 14 and the Pikkvibær beam 2 are the beams on which the Cluster footprint is located during this period (black and white lines in the middle and bottom panels). For both radars, the l-o-s velocity shows cusp echoes, and the time period can be subdivided into the same three intervals as for the Cluster data. Before 05:27 UT and after 05:48–05:50 UT, the two radars



**Fig. 6.** Pairs of range-time plots (l-o-s velocity and backscattered power) for three beams of SuperDARN radars for the period 05:15–06:15 UT. The Cluster footprint is superimposed on beam 14 of Hankasalmi and beam 2 of Pikkvibær (black or white line). The slope of the range-time dispersed structures are depicted by black segments on the power plot of the beams 13 and 14 of the Hankasalmi radar.

measure downward (positive) velocities associated with the periods of positive IMF  $B_y$ . Between 05:27 and 05:48 UT, i.e. during the period of stronger negative IMF  $B_y$ , they show duskward (negative) velocities. During the whole interval 05:15–06:15 UT, the plasma velocity is fairly weak, less than  $600 \text{ m s}^{-1}$ , probably due to the quiet conditions prevailing

during the overall period. The cusp echoes are located at large ranges, between 09:30 and 12:30 MLT and between  $74^\circ$  and  $82^\circ$  MLAT. The downward and southward rotation of the IMF is too short for a clear equatorward motion of the cusp echoes to be observed, as expected for a southward IMF excursion.

During the interval of duskward convection velocity, each radar observes strong flow enhancements (flow bursts) also moving duskward, with an increased velocity. These bursts are typical ionospheric signatures of plasma injection events (Pinnock et al., 1995). Therefore, the two radars observe different flow bursts, with those of Hankasalmi being located over the Cluster footprint track, while those of Pikkvibær are closer to the radar. Then the flow bursts detected simultaneously by the two radars do not represent the same structure. This also explains why, in the range-time velocity plots of Fig. 6, the shapes of the velocity flow bursts are different for the two radars. The range-time slope of the bursts in the Pikkvibær beam clearly indicates a predominantly duskward motion of the burst, whereas no clear motion of the velocity structures is observed along the Hankasalmi beams. Although no echoes are observed by the Pikkvibær radar at the Cluster position, the flow bursts observed at closer range gates should reach the Cluster footprint after the end of the negative IMF  $B_y$  period. On the contrary, the flow bursts observed by the Hankasalmi radar pass the Cluster position at the beginning of their lifetime during the negative IMF  $B_y$  period. Therefore, we will later compare only the convection data from the Hankasalmi radar with Cluster. The Pikkvibær data can be used only to demonstrate the global scale of the changes in the ionospheric convection observed at the Cluster footprint by the Hankasalmi radar, and that the negative IMF  $B_y$  period is associated with several injections.

Figure 6 also indicates that the amplitude of the backscattered signal is weak during the periods of downward velocity before 05:25 UT and after 05:51 UT. Between 05:25 and 05:51 UT, the amplitude increases strongly, particularly within the velocity flow bursts, possibly due to intense particle precipitation related to upward field-aligned currents. In the range-time backscattered power plots, the flow bursts are characterized by a time dispersion on both radars, contrary to the velocity structures, where no clear dispersion is seen on the Hankasalmi beams. Two structures are observed on the Pikkvibær radars and three on the Hankasalmi radars (see the three black lines in the top two panels), with the first two being hardly separated. The backscattered power is larger along the Pikkvibær beams than along the Hankasalmi beams, and the shape of the structures varies between the two radars, which again confirms that the flow bursts seen by the two radars are different. From the slope of the three power structures observed with the Hankasalmi radar, it will be possible to derive the velocity of the flow bursts structures and to compare it with the velocity of plasma structures observed at Cluster and projected into the ionosphere.

## 5 Comparison between SuperDARN and Cluster

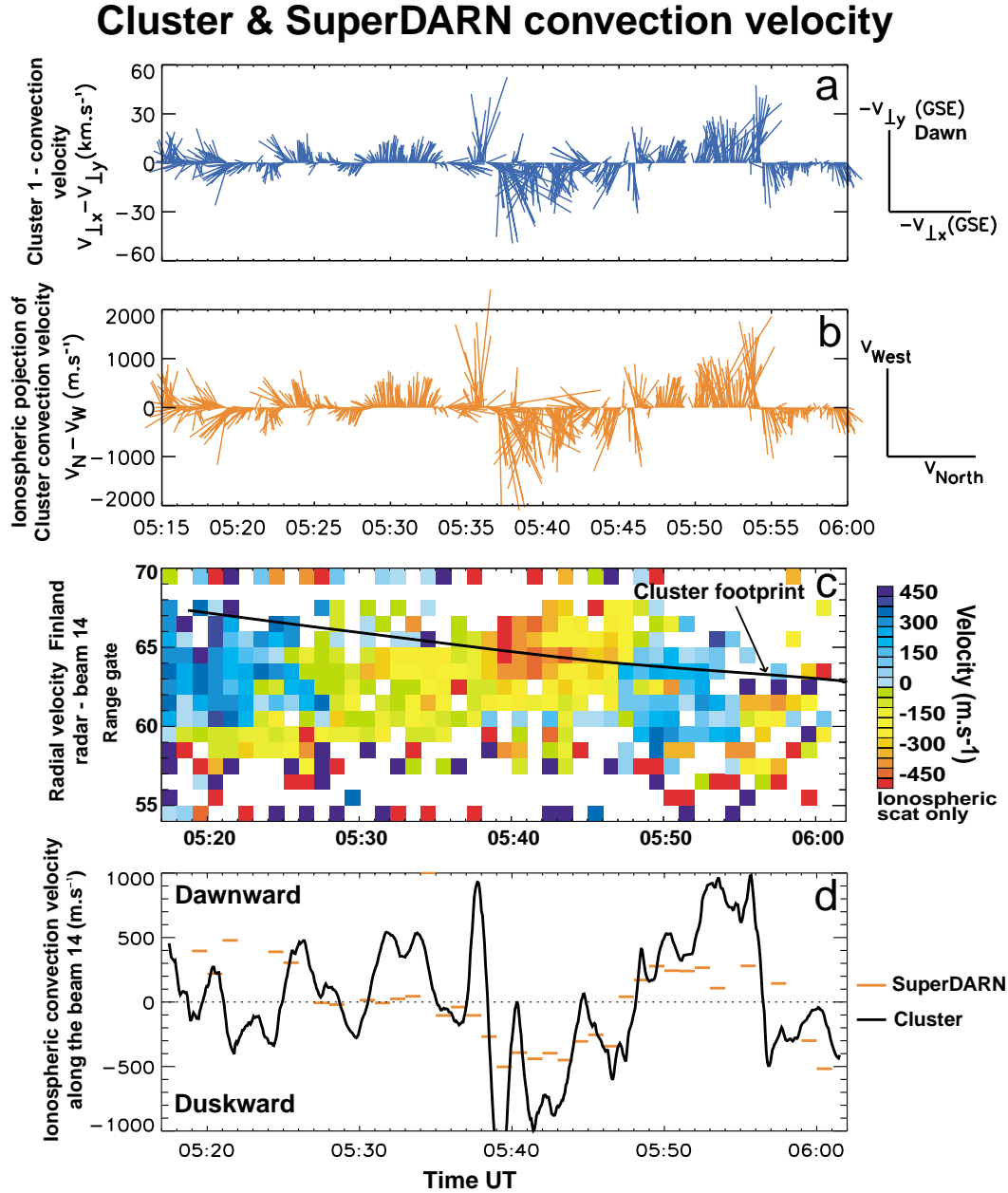
### 5.1 Plasma convection velocity

In this section, we present a detailed comparison between the convection velocity measured in the ionosphere by SuperDARN and in the magnetosphere by Cluster. For map-

ping the Cluster velocity into the ionosphere, magnetic field lines are assumed to be equipotential and the Tsyanenko T96 model (Tsyanenko, 1995) is used with inputs of IMF and solar wind data measured by ACE and lagged by 86 min. Each data point of perpendicular ion velocity measured by the CIS instrument on Cluster 1 is projected along magnetic field lines into the ionosphere and then compared with SuperDARN radial velocities at the Cluster footprint location. We checked the validity of the T96 model by comparing the magnetic field vectors obtained by the model at the Cluster position and by the FGM instrument. The agreement is good within less than 15% in amplitude and 5° in direction.

The comparison of plasma convection velocity at Cluster and SuperDARN is shown in Fig. 7. Panel (a) presents the time variation of the CIS ion perpendicular velocity in the form of vectors at the Cluster position. Each vector represents the perpendicular-to- $B$  component of the plasma convection velocity projected onto the  $XY$  GSE plane. Because the local magnetic field is close to the  $z_{GSE}$  direction, the  $-y_{GSE}$  component is mainly downward. Panel (b) shows the same data after projection into the ionosphere at 250 km altitude, where  $V_{west}$  and  $V_{north}$  correspond to the velocity components in the magnetic west and north directions in AACGM coordinates. For comparison, panel (c) displays the range-time plot of the I-o-s velocity for the Hankasalmi beam 14 with the Cluster footprint (black line). In order to better illustrate the correlation between the Cluster and SuperDARN velocities, the mapped CIS velocity is first averaged with a running mean over one minute (the time resolution of SuperDARN measurements), and then projected along the direction of the Hankasalmi beam 14 and plotted in panel (d), together with the velocity measured in the appropriate SuperDARN range gate where the Cluster footprint is located (red segments).

The correlation between satellite and radar convection velocity is satisfactory, particularly if a short delay of 2 min between Cluster and SuperDARN is allowed. This is the reason why the Cluster data are plotted for the 05:15–06:00 UT period (panels (a) and (b)) whereas the SuperDARN data and the SuperDARN-Cluster correlation are plotted at the ionospheric time for the 05:17–06:02 UT period (panels (c) and (d)). At the range gate of the Cluster footprint, the direction of the beam 14 of Hankasalmi is close to dawn-dusk (west-east), making positive velocities essentially downward and negative velocities duskward. Except for the short interval of dawnward velocities measured by Cluster between 05:35 and 05:36 UT (panels (a) and (b)) which is not observed by SuperDARN, probably because this structure is too short to be detected by SuperDARN with its 1-min resolution, SuperDARN and Cluster show the same global behaviour of the east-west component of the convection. A first dawn-to-dusk reversal at 05:34 UT (Cluster time) is followed by a step increase of the duskward velocity at 05:36 UT after which three duskward intensifications between 05:36 and 05:46 UT are associated with the injections (see below) and followed again by a dusk-to-dawn reversal at 05:46 UT. The last dawn-to-dusk reversal observed at Cluster at 05:56 UT is not observed



**Fig. 7.** Convection velocity measured by SuperDARN and Cluster. **(a)** Cluster 1 CIS ion perpendicular velocity vectors. Each vector represents the perpendicular-to- $B$  component of the plasma velocity projected onto the  $XY$  GSE plane. Because the local magnetic field is close to the  $z_{GSE}$  direction, the  $-y_{GSE}$  component is mainly downward. **(b)** Projection into the ionosphere at 250 km altitude of the CIS velocity vectors, where  $V_{west}$  and  $V_{north}$  correspond to the velocity components in the magnetic west and north directions, respectively, in AACGM coordinates. **(c)** Range-time plot of I-o-s velocity for the SuperDARN Hankasalmi beam 14 with the Cluster footprint superimposed (black line). **(d)** Comparison of velocity measured by Cluster (solid black line) and SuperDARN (red segments). The Cluster CIS velocity has been averaged over 1 min and projected along the beam 14 of Hankasalmi. The SuperDARN velocity is the radial velocity measured at the Cluster footprint.

at the same location by SuperDARN, but about one range gate (45 km) westward of the Cluster footprint (panel (c)). However, this discrepancy remains within the error range, since the uncertainty of the Cluster footprint with respect to the SuperDARN pattern is as large as  $\pm 4$  gates ( $\pm 180$  km). This evaluation takes into account model-dependent uncer-

tainties in mapping Cluster to the ionosphere and range uncertainties in the localization of SuperDARN echoes for large ranges. Detailed examination of the 05:36–05:46 UT interval shows that the three duskward intensifications observed by Cluster (mentioned above) are also observed by SuperDARN, although the one-minute time resolution of the radars

**Table 1.** Comparison of the velocity of plasma structures (phase velocity) measured by Cluster and SuperDARN. The Cluster velocity has been deduced from FGM data (first row) and mapped into the ionosphere with T96 model (second row) and projected along beam 14 of the Hankasalmi radar (third row). The SuperDARN phase velocity is deduced from the slope of the backscattered power in the range-time plot of beam 14 of the Hankasalmi radar (bottom row). The different observation times at Cluster and at SuperDARN is due to the propagation from the magnetosphere to the ionosphere

Cluster structures	Burst 1 05:38:00 UT	Burst 2 05:39:30 UT	Burst 3 05:42:30 UT
High-altitude velocity (from FGM data)	7.5 km s <sup>-1</sup>	15.4 km s <sup>-1</sup>	10.8 km s <sup>-1</sup>
High-altitude velocity ionospheric projection	295 m s <sup>-1</sup>	640 m s <sup>-1</sup>	405 m s <sup>-1</sup>
Velocity component along Hankasalmi beam 14	395 m s <sup>-1</sup>	645 m s <sup>-1</sup>	590 m s <sup>-1</sup>
SuperDARN structures	Burst 1 05:40:00 UT	Burst 2 05:41:30 UT	Burst 3 05:45:00 UT
Ionospheric velocity SuperDARN data	420 m s <sup>-1</sup>	710 m s <sup>-1</sup>	650 m s <sup>-1</sup>

does not allow one to separate clearly the first two. Only the third velocity burst is clearly separated by both instruments. Moreover, during this interval of negative velocities, a general decrease in the amplitude of the velocity is also observed by both instruments. The average velocity (panel 6(d)) is systematically larger when deduced from the CIS data (up to 1000 m s<sup>-1</sup>) than when measured by SuperDARN (up to 600 m s<sup>-1</sup>). This difference can possibly be explained by the uncertainty in the mapping of the static electric field from Cluster to the ionosphere and by the fairly large spatial smoothing in the SuperDARN data.

## 5.2 Velocity of plasma structures

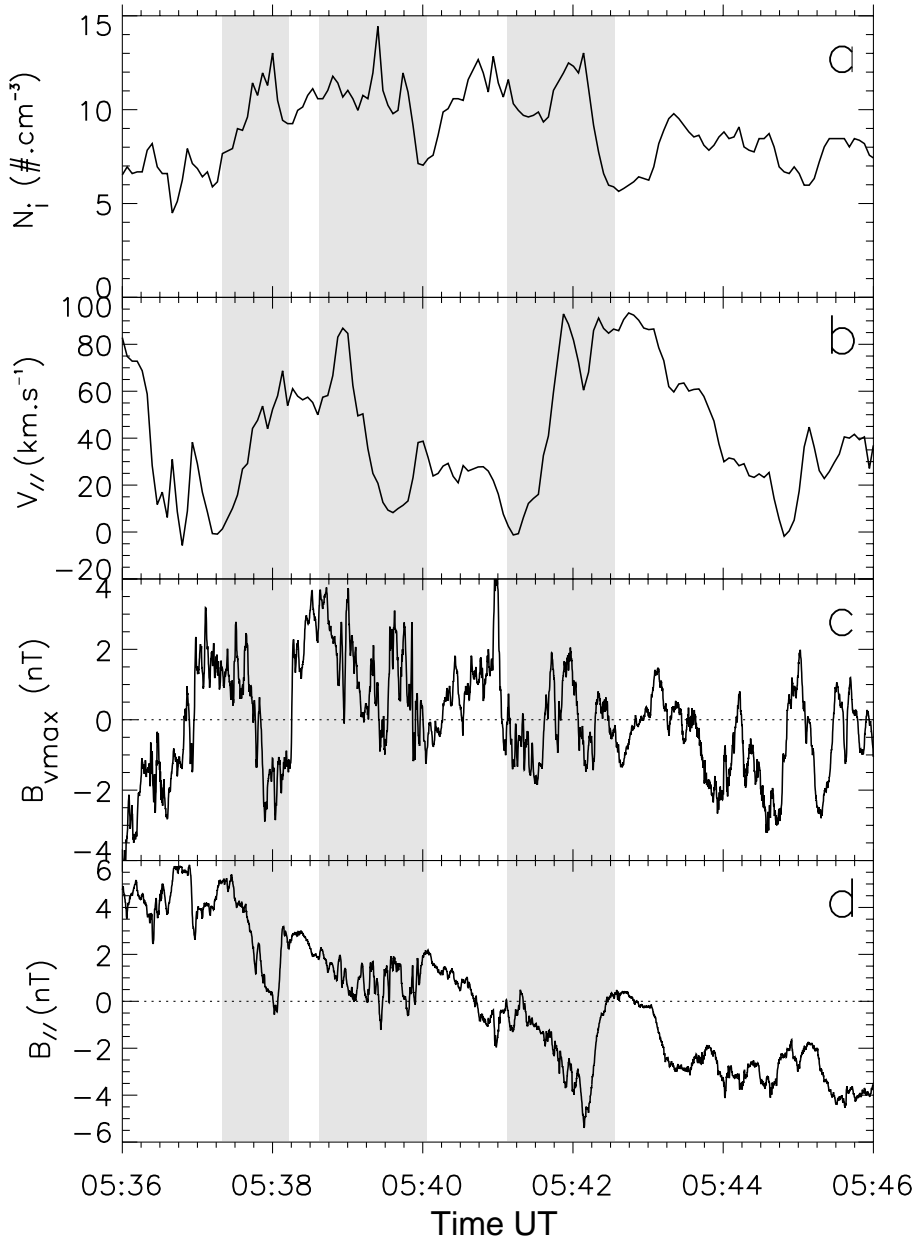
Independent of convection velocity, we can also compare the velocity of plasma structures (hereafter named phase velocity) observed at Cluster and the velocity of correlated plasma structures in the ionosphere. This comparison is limited to the interval of duskward convection velocity between 05:36 and 05:46 UT (Cluster time), during which well-defined plasma structures associated with the injections are detected. In the magnetosphere, the phase velocity of the plasma structures is deduced from the simultaneous four-point Cluster FGM data and in the ionosphere from the slope of the range-time SuperDARN power plots (Fig. 6). At the Cluster altitude, each drifting plasma structure is characterized by mostly similar magnetic and particle signatures on the four spacecraft, assuming the size of the structure is larger than the spacecraft separation (~600 km). Magnetic signatures from FGM have been preferred because of their higher time resolution and because the magnetic field variations directly reflect the structure of the plasma injection tube (diamagnetism affecting the parallel component) and the presence of parallel currents (affecting the direction of the

magnetic field) (Southwood, 1987; Lockwood et al., 2001a). However, we have checked that the phase velocity deduced by the same method, but from the electron density profiles measured by the four WHISPER instruments, is very similar (not shown). We have chosen a coordinate system in which the  $z$  direction is along the mean field direction (averaged over a 2–3 min period around the event). The  $x$  and  $y$  directions are given by the maximum and minimum variance in the perpendicular component. Because Cluster is situated at about  $8 R_E$ , this coordinate system has been preferred to the usual  $L$ ,  $M$ ,  $N$  system used when observations are made close to the magnetopause (Russell and Elphic, 1978).

The parallel and maximum variance components, together with the ion density and parallel velocity given by CIS, are plotted for the 05:36–05:46 UT interval in Fig. 8. Three minima are observed in the parallel component of the magnetic field (shaded zones) superposed on the large scale decrease due to the motion of the spacecraft and correlated with density maxima. Each of them is associated with a bipolar signature in the perpendicular component of the magnetic field, suggestive of a pair of field-aligned currents of opposite signs, and with a sharp gradient in the parallel velocity. All these signatures are typical of plasma injections and FTEs (Russell and Elphic, 1978; Paschmann et al., 1982).

In order to calculate the phase velocity of these three structures in the magnetosphere, we have identified similar features on each spacecraft. As an example, Fig. 9 shows the magnetic field signatures of the third event, in the direction of the mean magnetic field and in the direction of maximum perpendicular variance. Arrows on Fig. 9 show identified similar features. Assuming a plane structure with a uniform velocity through the four Cluster satellites, we determined the velocity of the plane along its normal from the time delay between the observation of similar signatures at the dif-

## Cluster 1 CIS &amp; FGM data – 05:36–05:46 UT

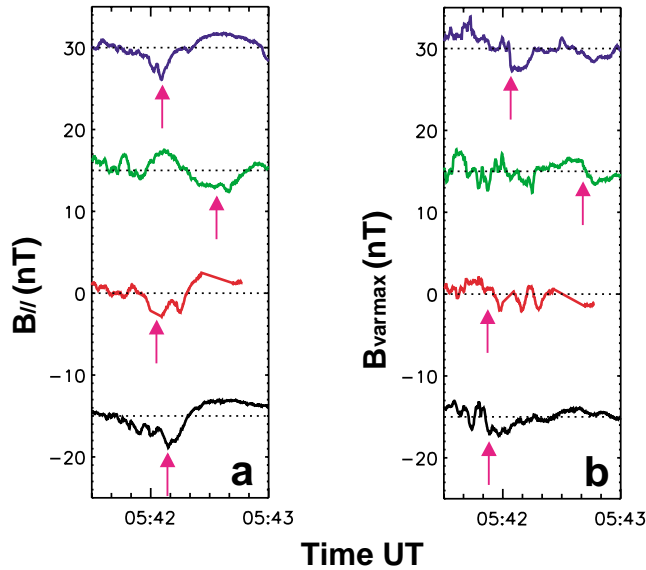


**Fig. 8.** Plasma injection events observed at Cluster. (a) Ion density. (b) Ion parallel velocity. (c) Perpendicular component and (d) parallel component of the magnetic field (see text).

ferent spacecraft (Dunlop et al., 2002). This perpendicular velocity is then mapped into the ionosphere with the Tsyganenko T96 model. Finally, the Cluster projected velocity is compared with the velocity of the SuperDARN ionospheric signature of the flow burst by projecting the phase velocity along the Hankasalmi beam 14 and assuming a 2–3 min delay between the structures observed by Cluster and by SuperDARN (as for the plasma convection velocity). The results are presented in Fig. 10. The top row shows for each event the phase velocity at the Cluster location in the plane perpendicular to the magnetic field, together with the relative

positions of the four spacecraft. The bottom row shows the velocity projected into the ionosphere with the direction of beam 14 of the Hankasalmi radar. The first and third structures move equatorward and eastward, whereas the second structure moves essentially eastward. As it was the case for convection velocity, the Pikkvibær data cannot be used to determine a second component of the phase velocity, and therefore, we are limited to one single component, along the Hankasalmi beam 14 for the comparison. Table 1 shows the velocities at the different stages for each event. The first line gives the velocity in the magnetosphere, while the second





**Fig. 9.** Cluster magnetic field variations around the burst at 05:42:30 UT (Burst 3 of Fig. 10). **(a)** Parallel component. **(b)** Perpendicular component in the direction of maximum variance. The colour identification of the spacecraft is the same as for Fig. 1. Arrows indicate the time of observation of a similar variation at each spacecraft.

and the third lines give the velocity in the ionosphere and its component along the Hankasalmi beam 14. Notice that the apparent (phase) velocity of a plane structure along any direction is larger than the velocity along the normal to the structure. The last line gives the SuperDARN radial phase velocity obtained from a linear least-square fit to the slope of the backscattered power (Fig. 6b). Surprisingly, for all three events, the agreement between the two independent determinations of the phase velocity is excellent, owing to the large uncertainties ( $\sim 20\%$ ) of each determination.

## 6 Discussion

### 6.1 Plasma convection velocity and phase velocity of the flow events

In the Southwood (1987) model of the ionospheric signature of FTEs, the plasma convection velocity is equal to the velocity of the flux tube, because of plasma incompressibility. Any discrepancy between these two velocities should then be attributed to a phase effect, for instance, related to the motion of the reconnection site on the magnetopause. From SuperDARN, the plasma convection velocity inside the three flow events remains relatively stable in amplitude between  $350$  and  $500 \text{ m s}^{-1}$ , and the phase velocity is between  $400$  and  $700 \text{ m s}^{-1}$  (see Table 1). Therefore, the plasma convection velocity is almost equal to the phase velocity for the first flow burst and is half of it for the last two events. These results are in good agreement with those obtained by Provan et al. (1998) and particularly by McWilliams et al. (2001),

who also found that during the first half of the lifetime of a pulsed ionospheric flow, its phase velocity is twice the convection velocity, with both velocities being measured in the ionosphere. The main difference between our results and the two papers listed above is that in our case, there are lower values of the plasma flow and phase velocities, which can be explained by the low solar wind pressure associated with the dominant northward IMF. On the contrary at Cluster, the plasma velocity measured by CIS appears larger than the phase velocity in two of the bursts (respectively,  $25 \text{ km s}^{-1}$  and  $20 \text{ km s}^{-1}$  in bursts 2 and 3) and slightly smaller in burst 1. So, the mean ratio between the plasma velocity and the phase velocity reverses between Cluster and the ionosphere. However, this result must be considered with care, owing to the fairly large uncertainty of the phase velocity determinations. Furthermore, the bursts observed at Cluster are characterised by large gradients in the plasma velocity.

### 6.2 Flow events dimensions

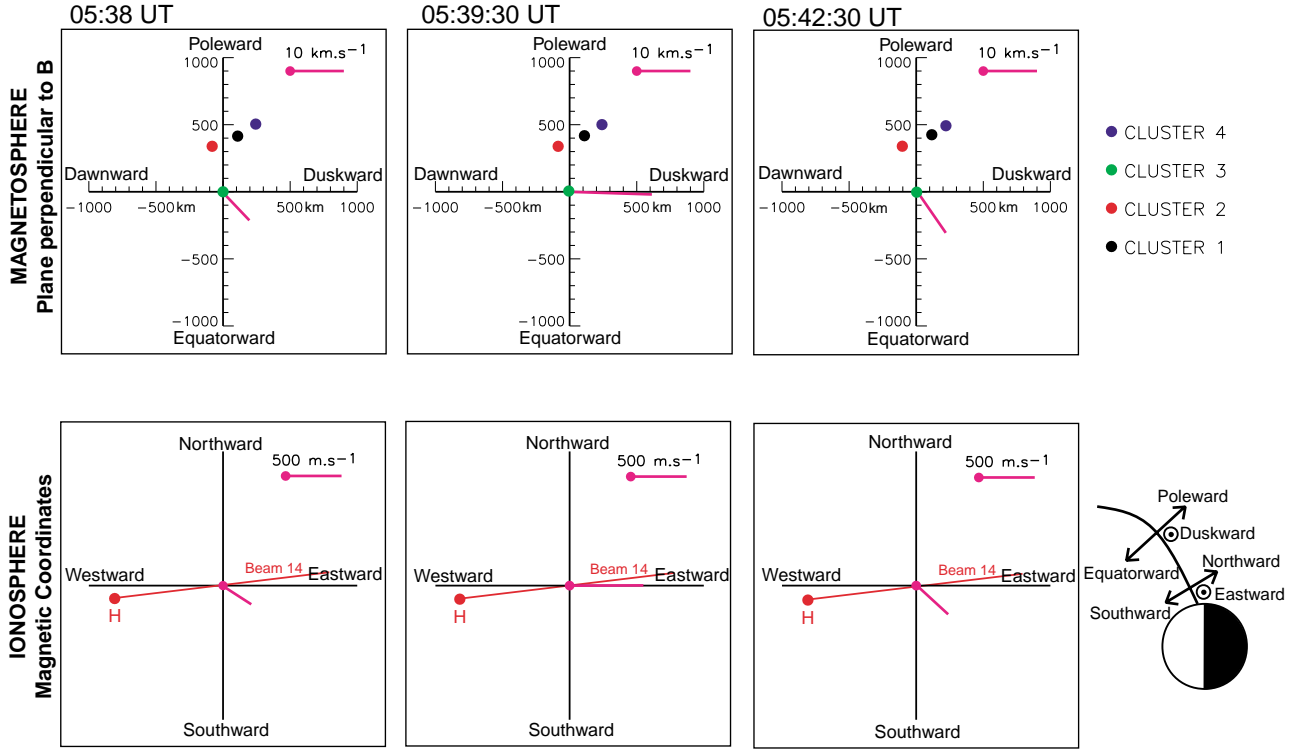
Here, we evaluate and compare the ionospheric dimensions of the three flow events. Using the power data of the Hankasalmi radar, and by identifying the number of beams, as well as the number of gates for each beam where the structures are observed, the north-south and east-west dimensions of the flux tubes can be obtained. Since the structures are observed on 2 beams and on 1 or 2 gates for each beam, their typical dimensions are about  $300 \text{ km}$  in the north-south direction and  $45\text{--}90 \text{ km}$  in the east-west direction. Although these ionospheric dimensions are characteristic of reconnected flux tubes, the north-south elongation of the structures are unusual (Provan et al., 1998; McWilliams et al., 2001). Because the structures are moving in the east-west direction, the flow events move over the Cluster satellites along their smaller dimension. This result supports the hypothesis of a plane structure used for the determination of the phase velocity at Cluster. At the Cluster altitude, the east-west smaller dimension of the reconnected flux tubes can be evaluated to  $\sim 700\text{--}1500 \text{ km}$  (given by the product of the phase velocity of the structure by the time during which Cluster remains inside the structure). Now, we can compare the east-west dimension of each ionospheric structure observed by the radar with the dimension deduced from Cluster data and mapped into the ionosphere. The ionospheric dimension in the east-west direction of each injection, as deduced from Cluster data, is  $\sim 30 \text{ km}$  for the first,  $\sim 60 \text{ km}$  for the second, and  $\sim 40 \text{ km}$  for the third. These dimensions are slightly smaller than those determined from the SuperDARN data, but owing to their poor spatial resolution, the comparison is quite satisfactory and adds consistency to the comparison between the convection and phase velocities made in the previous sections.

### 6.3 Global ionospheric convection and location of the reconnection site

In order to replace the previous results with respect to the large-scale ionospheric flow pattern and then to infer the lo-



## Cluster & SuperDARN phase velocity of the structures



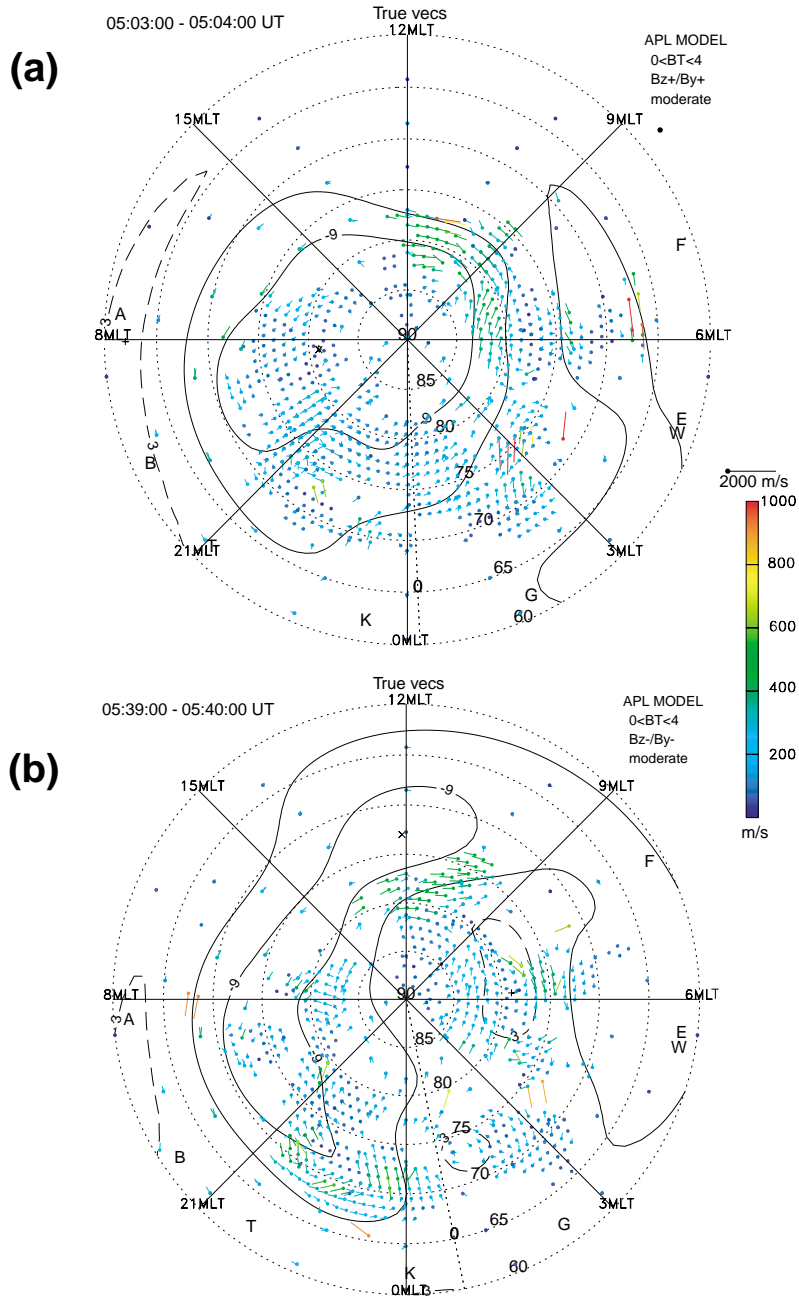
**Fig. 10.** Phase velocity vector of three injections events determined from Cluster FGM and associated with flow bursts observed by SuperDARN. Top: at the Cluster location in the plane perpendicular to the magnetic field and in GSE coordinates with the relative position of the four spacecraft. Bottom: projection of the Cluster velocity into the ionosphere in AACGM coordinates. The direction of beam 14 of the Hankasalmi radar at the Cluster footprint is also shown.

cation of the reconnection site, we have employed the “map potential” technique developed by Ruohoniemi and Baker (1998). This technique yields large-scale global convection maps from the I-o-s velocity measurements by multiple radars, via mathematical fitting of the data, to an expansion of the electrostatic potential in spherical harmonics. First, the I-o-s data are filtered and then mapped onto a polar grid. These “gridded” measurements are then used to determine the most consistent electrostatic potential distribution. The iso-potential lines represent the plasma streamlines of the convection. Since I-o-s velocity measurements are not always available, information from the statistical model of Ruohoniemi and Greenwald (1996), parameterised by IMF conditions, is used to stabilise the solution where no measurements are made. Two of these global maps are plotted in Fig. 11 to show the variations of the global ionospheric convection.

During the interval 04:40–05:25 UT, when the IMF  $B_y$  and  $B_z$  are positive, before the observations described in this paper, the Cluster footprint is located close to the Hankasalmi radar echoes, and both instruments observe repeated plasma injection signatures. These injections observed by Cluster were already mentioned in Sect. 4.2. The global convection map at 05:03–05:04 UT (Fig. 11a) shows an almost circu-

lar clockwise cell, centred close to the magnetic pole. The convection velocity is largest in the dawn sector between 06:00 and 12:00 MLT. The plasma in the cusp region around noon is purely downward, indicating the strong control of the dayside convection by the positive IMF  $B_y$  component. Since the IMF  $B_z$  component is positive, this central cell can be the lobe cell driven by reconnection on the high-latitude magnetopause, tailward of the cusp region, as expected from the anti-parallel merging concept of the associated three-cell model of Cowley and Lockwood (1992) for positive IMF  $B_y$  and  $B_z$ . From this model, the reconnection site is probably located on the dusk side of the northern lobe. Two classical viscous cells are also expected on both sides of a single lobe cell. In Fig. 11a, only the dawn side cell is clearly observed, probably because very few radar echoes are obtained on the dusk side ionosphere below  $75^\circ$  MLAT. The reduced size of the polar cap and the small convection velocity, both due to the northward IMF, can explain why the radars do not detect the sunward return flow on the equatorward sides of the two viscous cells expected around  $75^\circ$  MLAT, between 03:00 and 09:00 MLT on the morningside and between 15:00 and 21:00 MLT on the eveningside.

Between 05:27 and 05:37 UT, an important reorganisation of the convection occurs, with a strong decrease in the plasma



**Fig. 11.** Global convection velocity maps deduced from SuperDARN data of the Northern Hemisphere radars according to the method of Ruohoniemi and Baker (1998), at two selected times for (a) IMF  $B_y > 0$  and (b) IMF  $B_y < 0$ . The black solid lines represent the equipotential contours and the colour dots represent the grid points where the convection vectors are determined.

velocity in the cusp region, probably associated with the  $B_y$  turning, which is observed both by SuperDARN (not shown) and Cluster (Vonrat-Reberac et al., 2003). Then between 05:37 and 05:48 UT, during the time interval studied in this paper, the convection velocity in the cusp increases again but the ionospheric flow turns suddenly duskward, as shown by the global convection map at 05:39–05:40 UT in Fig. 11b. In particular, the flow bursts in the polar cusp are injected in the pre-noon sector between 11:00 and 12:00 MLT and are dragged duskward. Moreover, a large duskside cell is also observed with a clear crescent-shape due to magnetic tension effect. These observations confirm that even during this pe-

riod of negative  $B_z$ , the global dayside convection continues to be controlled by the IMF  $B_y$ . Several other characteristics are in agreement with a negative IMF  $B_z$ , such as the lower latitude ( $74^\circ$  MLAT) of the flow bursts appearance, the global convection pattern extending to slightly lower latitudes in the dayside and displaying the well-known two-cell circulation. These observations support a reconnection on the low-latitude dayside magnetopause. However, the phase velocity of two of the flow bursts determined from Cluster data (Fig. 10) shows a southward component, which could be interpreted as indicating a reconnection site on the high-latitude magnetopause, tailward of the cusp (Maezawa, 1976;

Crooker, 1979; Sandholt et al., 1992). A possibility is that because the convection is clearly controlled by the IMF  $B_y$ , the reconnection site could be located on the dawn flank of the magnetopause ( $|B_y| > |B_z|$ ) (Crooker, 1979, 1988) and neither on the high- nor on the low-latitude magnetopause.

After 05:48 UT, the convection velocity in the cusp turns dawnward again. A clockwise central cell reappears with the same characteristics as during the interval 04:40–05:27 UT, confirming the return to a positive IMF  $B_y$  and  $B_z$  convection pattern and a reconnection site on the high-latitude magnetopause.

## 7 Conclusion

A conjunction between the Cluster spacecraft in the dayside external cusp and the SuperDARN radars in the ionosphere allows one to compare the plasma convection velocity and the drift velocity of plasma injection structures at the two locations. We have first compared convection velocity in the magnetosphere and in the ionosphere. The convection pattern is dominated by the IMF  $B_y$  component and reacts almost instantaneously to its variations. The comparison between the convection directions at both locations is satisfactory, if one assumes a 2–3 min delay between the cusp at 7–8  $R_E$  altitude and the ionosphere. The convection velocity measured at Cluster after mapping into the ionosphere, is systematically about 1.5 times larger than at SuperDARN, but the relative variations are at both locations very consistent.

The most important result is the clear one-to-one correlation observed between three successive particle injection structures, each associated with magnetic bipolar signatures typical of FTEs, and three subsequent bursts of enhanced convection observed in the ionosphere. The best correlation is achieved when a time delay of 2–3 min is applied between the 7–8  $R_E$  altitude and the ionosphere. Evaluation of the drift (phase) velocity at Cluster (7.5–15 km s<sup>-1</sup>, or 400–600 m s<sup>-1</sup> when mapped into the ionosphere) and of the phase velocity of the associated flow bursts in the ionosphere gives similar results. From SuperDARN measurements, depending on the flow bursts, the phase velocity varies from equal to twice the convection velocity and is in agreement with previous works (Provan et al., 1998; McWilliams et al., 2001). On the contrary at Cluster, the phase velocity is smaller than the convection velocity. The size of reconnected flux tubes at Cluster and of their elongated counterpart in the ionosphere has been evaluated. From SuperDARN HF radar, the size at ionospheric altitudes is of the order of 45–90 km in the east-west direction and elongated up to ~300 km in the north-south direction. The ionospheric east-west dimensions evaluated at Cluster are consistent, although smaller (30–60 km). Thus, we may suggest that, during a ~15-min interval of IMF pointing southward-dawnward, simultaneous magnetospheric transient observations at Cluster, i.e. sporadic particle injections within newly-opened flux tubes moving eastward, and in the ionosphere, i.e. transient flow bursts

moving duskward, are related signatures of a pulsed magnetic reconnection occurring on the dawn flank of the magnetopause.

**Acknowledgements.** The authors are grateful to the Principal Investigators, A. Balogh, (FGM), A. Fazakerley (PEACE), G. Gustafsson (EFW), G. Paschmann (EDI) and, H. Rème (CIS), for providing the Cluster data. The authors acknowledge A. Vonrat-Reberac for helpful discussions. The CUTLASS HF radars are deployed and operated by the University of Leicester, and are jointly funded by the UK Particle Physics and Astronomy Research Council (grant number PPA/R/R/1997/00256), the Finnish Meteorological Institute, and the Swedish Institute of Space Physics. The authors acknowledge the principal investigator N. Ness and the ACE Science Center for providing the ACE magnetic field data.

Topical Editor T. Pulkkinen thanks two referees for their help in evaluating this paper.

## References

- Aparicio, B., Thelin, B., and Lundin, R.: The polar cusp from a particle point of view: a statistical study based on Viking data, *J. Geophys. Res.*, 96, 14 023–14 031, 1991.
- Baker, K. B. and Wing, S.: A new magnetic coordinate system for conjugate studies at high latitudes, *J. Geophys. Res.*, 94, 9139–9143, 1989.
- Balogh, A., Carr, C. M., Acuña, M. H., Dunlop, M. W., Beek, T. J., Brown, P., Fornaçon, K.-H., Georgescu, E., Glassmeier, K.-H., Harris, J., Musmann, G., Oddy, T., and Schwingenschuh, K.: The CLUSTER Magnetic Field Investigation: overview of in-flight performance and initial results, *Ann. Geophysicae*, 19, 1207–1217, 2001.
- Berchem, J. and Russell, C. T.: Flux transfer events on the magnetopause: spatial distribution and controlling factors, *J. Geophys. Res.*, 89, 6689–6703, 1984.
- Bosqued, J. M., Phan, T. D., Dandouras, I., Escoubet, C. P., Rème, H., Balogh, A., Dunlop, M. W., Alcaydé, D., Amata, E., Bavassano-Cattaneo, M.-B., Bruno, R., Carlson, C., DiLellis, A. M., Eliasson, L., Formisano, V., Kistler, L. M., Klecker, B., Korth, A., Kucharek, H., Lundin, R., McCarthy, M., McFadden, J. P., Möbius, E., Parks, G. K., and Sauvaud, J.-A.: CLUSTER observations of the high-latitude magnetopause and cusp: initial results from the CIS ion instruments, *Ann. Geophysicae*, 19, 1545–1566, 2001.
- Burch, J. L.: Quasi-neutrality in the polar cusp, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 469–472, 1985.
- Cowley, S. W. H., Morelli, J. P., and Lockwood, M.: Dependence of convective flows and particle precipitation in the high-latitude dayside ionosphere on the X and Y components of the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 96, 5557–5564, 1991.
- Cowley, S. W. H. and Lockwood, M.: Excitation and decay of solar wind-driven flows in the magnetosphere-ionosphere system, *Ann. Geophysicae*, 10, 103–115, 1992.
- Crooker, N. U.: The magnetospheric boundary layers: a geometrically explicit model, *J. Geophys. Res.*, 82, 3629–3633, 1977.
- Crooker, N. U.: Dayside merging and cusp geometry, *J. Geophys. Res.*, 84, 951–959, 1979.
- Crooker, N. U.: Mapping the merging potential from the magnetopause to the ionosphere through the dayside cusp, *J. Geophys. Res.*, 93, 7338–7344, 1988.

- Décreau, P. M. E., Fergeau, P., Krasnoselskikh, V., Le Guirriec, E., Lévêque, M., Martin, Ph., Randriamboarison, O., Rauch, J. L., Sené, F. X., Séran, H. C., Trotignon, J. G., Canu, P., Cornilleau, N., de Féraudy, H., Alleyne, H., Yearby, K., Mögensen, P. B., Gustafsson, G., André, M., Gurnett, D. C., Darrouzet, F., Lemaire, J., Harvey, C. C., Travnicek, P., and Whisper experimenters: Early results from the Whisper instrument on Cluster: an overview, *Ann. Geophysicae*, 19, 1241–1258, 2001.
- Dunlop, M. W., Balogh, A., and Glassmeier, K.-H.: Four-point Cluster application of magnetic field analysis tools: the discontinuity analyzer, *J. Geophys. Res.*, 107, 1385, doi:10.1029/2001JA005089, 2002.
- Eastman, T. E., Hones, Jr., E. W., Bame, S. J., and Asbridge, J. R.: The magnetospheric boundary layer: site of plasma, momentum and energy transfer from the magnetosheath into the magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 3, 685–688, 1976.
- Elphic, R. C., Lockwood, M., Cowley, S. W. H., and Sandholt, P. E.: Flux Transfer Events at the magnetopause and in the ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 2241–2244, 1990.
- Etemadi, A., Cowley, S. W. H., Lockwood, M., Bromage, B. J. I., and Willis, D. M.: The dependence of high-latitude dayside ionospheric flows on the north-south component of the IMF – A high time resolution correlation analysis using EISCAT ‘Polar’ and AMPTE UKS and IRM data, *Planet. Space. Sci.*, 36, 471–498, 1988.
- Farrugia, C. J., Rijnbeek, R. P., Saunders, M. A., Southwood, D. J., Rodgers, D. J., Smith, M. F., Chaloner, C. P., Hall, D. S., Christiansen, P. J., and Woolliscroft, L. J. C.: A multi-instrument study of flux transfer event structure, *J. Geophys. Res.*, 93, 14 465–14 477, 1988.
- Fuselier, S. A., Lockwood, M., Onsager, T. G., and Peterson, W. K.: The source population for the cusp and cleft/LLBL for southward IMF, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 1665–1668, 1999.
- Goertz, C. K., Nielsen, E., Korth, A., Glassmeier, K.-H., Haldoupis, C., Hoeg, P., and Hayward, D.: Observations of a possible ground signature of flux transfer events, *J. Geophys. Res.*, 90, 4069–4078, 1985.
- Greenwald, R. A., Baker, K. B., Dudeney, J. R., Pinnock, M., Jones, T. B., Thomas, E. C., Villain, J.-P., Cerisier, J.-C., Senior, C., Hanuise, C., Hunsucker, R. D., Sofko, G., Koehler, J., Nielsen, E., Pellinen, R., Walker, A. D. M., Sato, N., and Yamagishi, H.: Darn/SuperDARN: a global view of the dynamics of high-latitude convection, *Space Sci. Rev.*, 71, 761–796, 1995.
- Gustafsson, G., André, M., Carozzi, T., Eriksson, A. I., Fälthammar, C.-G., Grard, R., Holmgren, G., Holtet, J. A., Ivchenko, N., Karlsson, T., Khotyaintsev, Y., Klimov, S., Laakso, H., Lindqvist, P.-A., Lybakk, B., Marklund, G., Mozer, F., Mursula, K., Pedersen, A., Popielawska, B., Savin, S., Stasiewicz, K., Tanskanen, P., Vaivads, A., and Wahlund, J.-E.: First results of electric field and density observations by Cluster EFW based on initial months of operation, *Ann. Geophysicae*, 19, 1219–1240, 2001.
- Haerendel, G., Paschmann, G., Scokpe, N., Rosenbauer, H., and Hedgecock, P. C.: The frontside boundary layer of the magnetopause and the problem of reconnection, *J. Geophys. Res.*, 83, 3195–3216, 1978.
- Johnstone, A. D., Alsop, C., Burge, S., et al.: ‘PEACE: a Plasma electron and current experiment’, *Space Sci. Rev.*, 79, 351–398, 1997.
- Lockwood, M., Cowley, S. W. H., Sandholt, P. E., and Lepping, R. P.: The ionospheric signatures of flux transfer events and solar wind dynamic pressure changes, *J. Geophys. Res.*, 95, 17 113–17 135, 1990.
- Lockwood, M. and Smith, M. F.: The variation of reconnection rate at the dayside magnetopause and cusp ion precipitation, *J. Geophys. Res.*, 97, 14 841–14 847, 1992.
- Lockwood, M., Milan, S. E., Onsager, T., Perry, C. H., Scudder, J. A., Russell, C. T., and Brittnacher, M.: Cusp ion steps, field-aligned currents and poleward auroral forms, *J. Geophys. Res.*, 106, 29 555–29 569, 2001a.
- Lockwood, M., Opgenoorth, H. J., van Eyken, A. P., et al.: Coordinated Cluster, ground-based instrumentation and low-altitude satellite observations of transient poleward-moving events in the ionosphere and in the tail lobe, *Ann. Geophysicae*, 19, 1589–1612, 2001b.
- Lockwood, M., Fazerkerley, A., Opgenoorth, H. J., et al.: Coordinated Cluster and ground-based instrument observations of transient changes in the magnetopause boundary layer during an interval of predominantly northward IMF: relation to reconnection pulses and FTE signatures, *Ann. Geophysicae*, 19, 1613–1640, 2001c.
- Maezawa, K.: Magnetospheric convection induced by the positive and negative Z components of the interplanetary magnetic field: quantitative analysis using polar cap magnetic records, *J. Geophys. Res.*, 81, 2289–2303, 1976.
- McWilliams, K. A., Yeoman, T. K., and Provan, G.: A statistical survey of dayside pulsed ionospheric flows as seen by the CUTLASS Finland HF radar, *Ann. Geophysicae*, 18, 445–453, 2000.
- McWilliams, K. A., Yeoman, T. K., and Cowley, S. W. H.: Two-dimensional electric field measurements in the ionospheric footprint of a flux transfer event, *Ann. Geophysicae*, 18, 1584–1598, 2001.
- Milan, S. E., Lester, M., Cowley, S. W. H., and Brittnacher, M.: Convection and auroral response to a southward turning of the IMF: Polar UVI, CUTLASS, and IMAGE signatures of transient magnetic flux transfer at the magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 105, 15 741–15 755, 2000.
- Neudegg, D. A., Yeoman, T. K., Cowley, S. W. H., Provan, G., Haerendel, G., Baumjohann, W., Auster, U., Fornaçon, K.-H., Georgescu, E., and Owen, C. J.: A flux transfer event observed at the magnetopause by the Equator-S spacecraft and in the ionosphere by the CUTLASS HF radar, *Ann. Geophysicae*, 17, 707–711, 1999.
- Neudegg, D. A., Cowley, S. W. H., Milan, S. E., Yeoman, T. K., Lester, M., Provan, G., Haerendel, G., Baumjohann, W., Nikutowski, B., Büchner, J., Auster, U., Fornaçon, K.-H., and Georgescu, E.: A survey of magnetopause FTEs and associated flow bursts in the polar ionosphere, *Ann. Geophysicae*, 18, 416–435, 2000.
- Newell, P. T. and Meng, C.-I.: The cusp and the cleft/boundary layer: low-altitude identification and statistical local time variation, *J. Geophys. Res.*, 93, 14 549–14 556, 1988.
- Newell, P. T., Meng, C.-I., Sibeck, D. G., and Lepping, R.: Some low-altitude cusp dependencies on the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 94, 8921–8927, 1989.
- Opgenoorth, H. J., Lockwood, M., Alcáde, D., et al.: Coordinated ground-based, low altitude satellite and Cluster observations on global and local scales during a transient post-noon sector excursion of the magnetospheric cusp *Ann. Geophysicae*, 19, 1367–1398, 2001.
- Owen, C. J., Fazakerley, A. N., Carter, P. J., Coates, A. J., Krauklis, I. C., Szita, S., Taylor, M. G. G. T., Travnicek, P., Watson, G., Wilson, R. J., Balogh, A., and Dunlop, M. W.: CLUSTER PEACE observations of electrons during magnetospheric

- flux transfer events, *Ann. Geophysicae*, 19, 1509–1522, 2001.
- Palmroth, M., Lakso, H., and Pulkkinen, T.: Location of high-altitude cusp during steady solar wind conditions, *J. Geophys. Res.*, 110, 21 109–21 122, 2001.
- Paschmann, G., Haerendel, G., Sckopke, N., and Rosenbauer, H.: Plasma and magnetic field characteristics of the distant polar cusp near local noon: the entry layer, *J. Geophys. Res.*, 81, 2883–2899, 1976.
- Paschmann, G., Haerendel, G., Papamastorakis, I., Sckopke, N., Bame, S. J., Gosling, J. T., and Russell, C. T.: Plasma and magnetic field characteristics of magnetic flux transfer events, *J. Geophys. Res.*, 87, 2159–2168, 1982.
- Paschmann, G., Quinn, J. M., Torbert, R. B., Vaith, H., McIlwain, C. E., Haerendel, G., Bauer, O. H., Bauer, T., Baumjohann, W., Fillius, W., Förster, M., Frey, S., Georgescu, E., Kerr, S. S., Kletzing, C. A., Matsui, H., Puhl-Quinn, P., and Whipple, E. C.: The Electron Drift Instrument on Cluster: overview of first results, *Ann. Geophysicae*, 19, 1273–1288, 2001.
- Pinnock, M., Rodger, A. S., Dudeney, J. R., Greenwald, R. A., Baker, K. B., and Ruohoniemi, J. M.: An ionospheric signature of possible enhanced magnetic field merging on the dayside magnetopause, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 53, 201–212, 1991.
- Pinnock, M., Rodger, A. S., Dudeney, J. R., Baker, K. B., Newell, P. T., Greenwald, R. A., and Greenspan, M. E.: Observations of an enhanced convection channel in the cusp ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 98, 3767–3776, 1993.
- Pinnock, M., Rodger, A. S., Dudeney, J. R., Rich, F., and Baker, K. B.: High spatial and temporal resolution observations of the ionospheric cusp, *Ann. Geophysicae*, 13, 919–925, 1995.
- Provan, G., Yeoman, T. K., and Milan, S. E.: CUTLASS Finland radar observations of the ionospheric signature of flux transfer events and the resulting plasma flow, *Ann. Geophysicae*, 16, 1411–1422, 1998.
- Provan, G. and Yeoman, T. K.: Statistical observations of the MLT, latitude and size of pulsed ionospheric flows with the CUTLASS Finland radar, *Ann. Geophysicae*, 17, 855–867, 1999.
- Provan, G., Yeoman, T. K., and Cowley, S. W. H.: The influence of the IMF  $B_y$  component on the location of pulsed flows in the dayside ionosphere observed by an HF radar, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 521–524, 1999.
- Reiff, P. H. and Burch, J. L.: IMF  $B_y$ -dependent plasma flow and birkeland currents in the dayside magnetosphere, 2. A global model for northward and southward IMF, *J. Geophys. Res.*, 90, 1595–1609, 1985.
- Reiff, P. H., Hill, T. W., and Burch, J. L.: Solar wind injection at the dayside magnetospheric cusp, *J. Geophys. Res.*, 82, 479–491, 1977.
- Rème, H., Aoustin, C., Bosqued, J.-M., et al.: First multispacecraft ion measurements in and near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment, *Ann. Geophysicae*, 19, 1303–1354, 2001.
- Rodger, A. S. and Pinnock, M.: The ionospheric response to flux transfer events: the first few minutes, *Ann. Geophysicae*, 15, 685–691, 1997.
- Rosenbauer, H., Grünwaldt, H., Montgomery, M. D., Paschmann, G., and Sckopke, N.: Heos 2 plasma observations in the distant polar magnetosphere: the plasma mantle, *J. Geophys. Res.*, 80, 2723–2737, 1975.
- Ruohoniemi, J. M. and Greenwald, R. A.: Statistical patterns of high-latitude convection obtained from Goose Bay HF radar observations, *J. Geophys. Res.*, 101, 21 746–21 763, 1996.
- Ruohoniemi, J. M. and Baker, K. B.: Large-scale imaging of high-latitude convection with Super Dual Auroral Radar Network HF radar observations, *J. Geophys. Res.*, 103, 20 797–20 811, 1998.
- Russell, C. T. and Elphic, R. C.: Initial ISEE magnetometer results: magnetopause observations, *Space Sci. Rev.*, 22, 681–715, 1978.
- Russell, C. T. and Elphic, R. C.: ISEE observations of flux transfer events at the dayside magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 33–36, 1979.
- Sandholt, P. E., Lockwood, M., Denig, W. F., and Leont'ev, S.: Dynamical aurora structure in the vicinity of the polar cusp - Multipoint observations during southward and northward IMF, *Ann. Geophysicae*, 10, 483–497, 1992.
- Spreiter, J. R. and Stahara, S. S.: A new predictive model for determining solar wind-terrestrial planet interactions, *J. Geophys. Res.*, 85, 6769–6777, 1980.
- Southwood, D. J.: The ionospheric signature of flux transfer events, *J. Geophys. Res.*, 92, 3207–3213, 1987.
- Taguchi, S. and Hoffman, R. A.: Ionospheric convection in the midnight sector for northward interplanetary magnetic field, *J. Geomag. Geoelectr.*, 48, 925–933, 1996.
- Thornfoss, A., Cerisier, J.-C., Lockwood, M., Sandholt, P. E., Senior, C., and Lester, M.: Simultaneous optical and radar signatures of poleward-moving auroral forms, *Ann. Geophysicae*, 18, 1054–1066, 2000.
- Tsyganenko, N. A.: Modelling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 100, 5599–5612, 1995.
- Vonrat-Reberac, A., Bosqued, J.-M., Taylor, M. G. G. T., Fontaine, D., Dunlop, M. W., Laakso, H., Cornilleau-Werhlin, N., Canu, P., and Fazakerley, A.: Cluster observations of the high-altitude cusp for northward interplanetary magnetic field: a case study, *J. Geophys. Res.*, in press, 2003.
- Wild, J. A., Cowley, S. W. H., Davies, J. A., Khan, H., Milan, S. E., Provan, G., Yeoman, T. K., Balogh, A., Dunlop, M. W., Fornaçon, K.-H., and Georgescu, E.: First simultaneous observations of flux transfer events at the high-latitude magnetopause by the Cluster spacecraft and pulsed radar signatures in the conjugate ionosphere by the CUTLASS and EISCAT radars, *Ann. Geophysicae*, 19, 1491–1508, 2001.

**- A n n e x e 2 -**

**Quantitative modelling of the closure of meso-scale parallel currents in the nightside ionosphere**

**A. Marchaudon, J.-C. Cerisier, O. Amm, M. Lester, C. W. Carlson, and G. K. Parks**

*To be published, Annales Geophysicae 2003*



# Quantitative modelling of the closure of meso-scale parallel currents in the nightside ionosphere

A. Marchaudon<sup>1</sup>, J.-C. Cerisier<sup>1</sup>, O. Amm<sup>2</sup>, M. Lester<sup>3</sup>, C. W. Carlson<sup>4</sup>, and G. K. Parks<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Centre d'Etude des Environnements Terrestre et Planétaires, 4 avenue de Neptune, 94107 Saint-Maur-des-Fossés Cedex, France

<sup>2</sup>Geophysical Research Division, Finnish Meteorological Institute, P.O. Box 503, 00101 Helsinki, Finland

<sup>3</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Leicester, University Road, Leicester, LE1 7RH, UK

<sup>4</sup>Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, CA 94720-7450, USA

Received: 13 December 2002 – Revised: 5 May 2003 – Accepted: 4 June 2003 – Published: 1 January 2004

**Abstract.** On 12 January 2000, during a northward IMF period, two successive conjunctions occur between the CUTLASS SuperDARN radar pair and the two satellites Ørsted and FAST. This situation is used to describe and model the electrodynamic of a nightside meso-scale arc associated with a convection shear. Three field-aligned current sheets, one upward and two downward on both sides, are observed.

Based on the measurements of the parallel currents and either the conductance or the electric field profile, a model of the ionospheric current closure is developed along each satellite orbit. This model is one-dimensional, in a first attempt and a two-dimensional model is tested for the Ørsted case. These models allow one to quantify the balance between electric field gradients and ionospheric conductance gradients in the closure of the field-aligned currents.

These radar and satellite data are also combined with images from Polar-UVI, allowing for a description of the time evolution of the arc between the two satellite passes. The arc is very dynamic, in spite of quiet solar wind conditions. Periodic enhancements of the convection and of electron precipitation associated with the arc are observed, probably associated with quasi-periodic injections of particles due to reconnection in the magnetotail. Also, a northward shift and a reorganisation of the precipitation pattern are observed, together with a southward shift of the convection shear.

**Key words.** Ionosphere (auroral ionosphere; electric fields and currents; particle precipitation) – Magnetospheric physics (magnetosphere-ionosphere interactions)

## 1 Introduction

Convection shears associated with multiple field-aligned current (FAC) sheets are a common feature of the nightside ionosphere. Gurnett and Frank (1973) have reported the existence of pairs of narrow, intense and oppositely directed electric

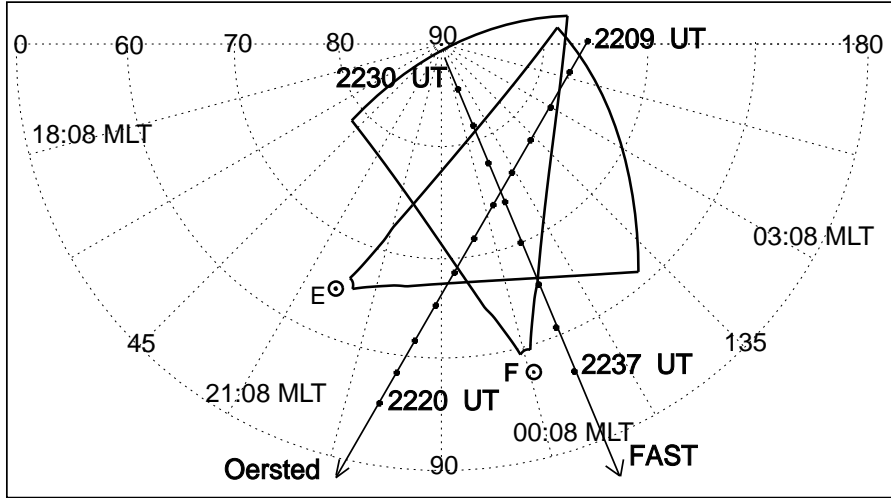
field signatures associated with inverted-V electron precipitation. These pairs of opposite electric fields are responsible of ionospheric convection shears and of field-aligned currents due to the divergence of the ionospheric Pedersen currents. Later, Burch et al. (1976) and Huang et al. (1984) have studied the detailed structure of several convection shears in the nightside ionosphere. Burch et al. (1976) have shown that the inverted-V electron precipitation was not exactly located at the associated convection reversal and that the electric field pattern was related to three intense field-aligned currents sheets, with an upward current at the centre and two downward return currents, one on its poleward side and one on its equatorward side. These parallel currents are closed by ionospheric Pedersen currents. Marklund (1984), in his auroral arc classification, has given them the name of “Birke-land current arcs”. The basis of his classification is the fact that current continuity across the arc can be maintained either by polarization electric fields or by field-aligned currents. Over the past 30 years, electrodynamic studies have concerned either “polarization” dominated arcs (de la Beaujardièrre et al., 1977; Marklund et al., 1982, 1983; Wahlund and Opgenoorth, 1989; Janhunen et al., 2000) or “Birke-land current” dominated arcs (Burch et al., 1976; Aikio et al., 1993, 1995, 2002; Johnson et al., 1998). However, most of these arcs combine simultaneously strong perpendicular electric fields gradients and field-aligned currents.

During northward IMF periods, in a statistical analysis of nightside large-scale currents, Taguchi (1992) identified mid-night sector triple-sheet (MTS) field-aligned current systems. He showed that the location and structure of the current system are controlled by the sign of the IMF  $B_y$  component. In the Northern Hemisphere and for negative  $B_y$ , the current system occurs in the dawnside ionosphere, with an upward central current and downward currents on both sides. For a positive  $B_y$ , the current system occurs in the duskside and the sign of the currents is reversed. This study was later extended to the full DE-2 data set by Taguchi et al. (1994). These data allowed one to obtain statistical convection and electron precipitation patterns associated with the system of

Correspondence to: A. Marchaudon  
(aurelie.marchaudon@cetp.ipsl.fr)



## SD FOV &amp; Oersted and FAST orbits -22:20 UT



**Fig. 1.** Common field-of-view in magnetic coordinates of the CUTLASS Hankasalmi (F) and Pikkvibær (E) radars at 22:20 UT, with the FAST and Ørsted trajectories superimposed.

three field-aligned currents. In the Northern Hemisphere for negative  $B_y$ , the convection consists of a velocity shear, with a westward plasma flow at the lower latitudes and an eastward plasma flow at the higher latitudes. For positive  $B_y$ , the flow directions are reversed. The electron precipitation disappears close to the convection reversal boundary and is always located on the low-latitude side of the plasma flow.

Different techniques have been used to model the horizontal and parallel currents system (see Untiedt and Baumjohann, 1993, for a review). The “method of characteristics” (Amm, 1995, 1997, 1998) has allowed Kosch et al. (2000) to model a vortex associated with an auroral arc. The horizontal and field-aligned currents and the ionospheric conductivity distributions are deduced over a  $200 \text{ km} \times 200 \text{ km}$  region, based on ionospheric plasma velocities obtained with the STARE radar and magnetic field disturbances deduced from the Scandinavian Magnetometer Array (SMA). They showed that the plasma flow vortex was associated with an ionospheric region of diverging horizontal electric field, equivalent to a downward field-aligned current, and corresponding to a region of decreased conductivities, as expected for an anticlockwise convection. This was the first observation of a black aurora from the ground.

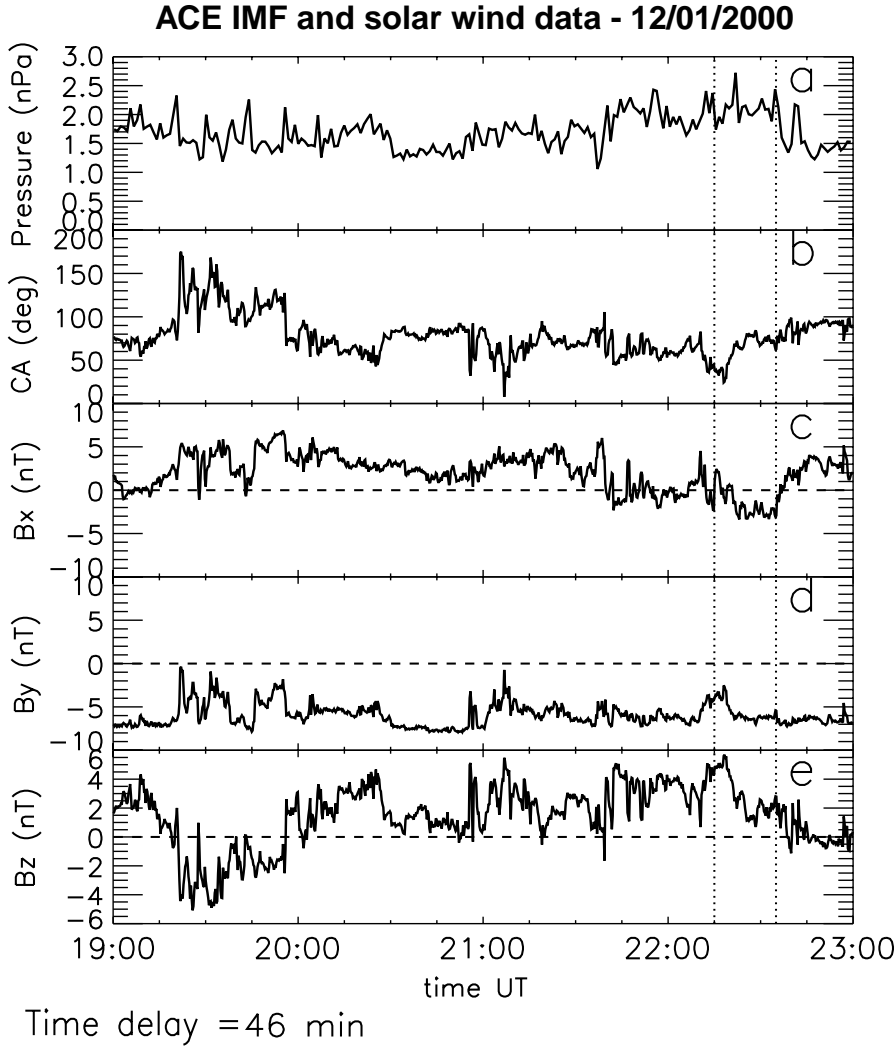
In this paper, we present a case study on 12 January 2000 of a convection shear during relatively quiet and steady IMF conditions characterised by a positive  $B_z$  and a negative  $B_y$ . This shear is representative of the negative  $B_y$  case of Taguchi et al. (1994). The data are obtained during a conjunction in the midnight sector between the Ørsted and FAST satellites, occurring over the common field of view of the CUTLASS pair of the SuperDARN radars. Ørsted crosses the common field of view of the radars between 22:10 and 22:16 UT and FAST 20 min later, between 22:30 and 22:36 UT, as shown on the schematic diagram of Fig. 1. The two satellite passes will be presented and modelled separately since they are separated by 20 min. For the FAST

pass, field-aligned currents deduced from magnetic field perturbations and ionospheric conductivities deduced from particle precipitation will be used to determine the ionospheric convection profile along the orbit, by using the condition of current continuity. For the Ørsted pass, using the field-aligned currents deduced from Ørsted and ionospheric convection from SuperDARN radar data, the latitudinal profile of the ionospheric Pedersen conductance will be deduced, again from the condition of current continuity. A comparison between the results obtained in both cases will be made, in order to feature the similarities and differences due to time and space separation. Auroral images from the Polar-UVI instrument will be used to emphasize the time evolution of the arc between the Ørsted and FAST satellite passes.

## 2 Instrumentation

The solar wind plasma and IMF data are provided by the ACE satellite, and images of the nightside auroral oval are from the Ultraviolet Imager (UVI) on board the Polar satellite.

The ionospheric convection velocities are given by the Hankasalmi (in Finland) and Pikkvibær (in Iceland) CUTLASS radars. These radars belong to the SuperDARN chain of coherent HF radars, of which the main objective is to monitor the large-scale convection in the high-latitude ionosphere (Greenwald et al., 1995). Each radar measures the line-of-sight plasma flow velocity in the F-region of the ionosphere. The Hankasalmi and Pikkvibær radars share a common field of view, thus allowing one to obtain convection velocity vectors from the simultaneous measurement of two independent components. The SuperDARN radar beam is narrow, typically  $3.3^\circ$  in azimuthal width. In the common mode, the radar beam scans successively 16 adjacent directions and is divided into 75 range bins of 45 km in length. Thus, the field of view of each radar is 3000 km in range and  $53^\circ$  in azimuth.



**Fig. 2.** Interplanetary magnetic field (IMF) and solar wind plasma data from the ACE spacecraft on 12 January 2000. Data are lagged by 46 min, to take into account the delay from the spacecraft to the ionosphere. **(a)** Solar wind pressure. **(b)** IMF clock angle. Panels **(c)**, **(d)** and **(e)** show, respectively, the IMF  $B_x$ ,  $B_y$  and  $B_z$  components in GSM coordinates.

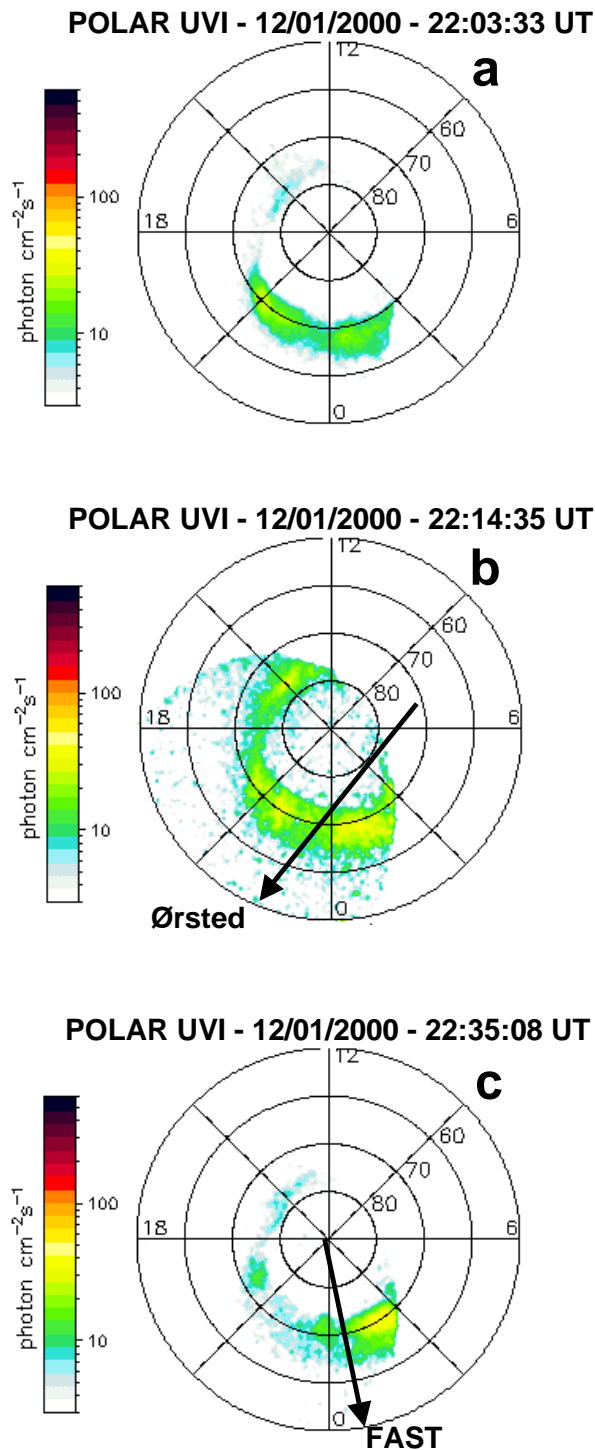
In the present study, the radars were operated in a high resolution mode, in which a full scan was completed in 35 s.

During the first conjunction with the Ørsted satellite, field-aligned currents are deduced from magnetic field measurements. Ørsted is a Danish satellite, with a quasi-polar orbit at about 600 km altitude. Its main objective is to perform a precise mapping of the Earth's magnetic field based on both a 3-axis and a scalar magnetometer. A detailed description of the satellite and its instrumentation are given by Stauning et al. (2001). During the second conjunction with the FAST satellite, we will use field-aligned currents, electric field and downgoing electron precipitation data. FAST is on a low-altitude, elliptical polar orbit and is designed to study small-scale structures of space plasma and acceleration mechanisms of particles (Carlson et al., 1998).

### 3 General context

Solar wind and IMF data from the ACE satellite are presented in Fig. 2 (GSM coordinates). The propagation de-

lay between ACE and the dayside ionosphere is evaluated to about 46 min, by which the data in Fig. 2 have been lagged. The time of the Ørsted and FAST satellites' passes over the radars' field of view is indicated by the vertical dotted lines. The IMF  $B_z$  remains positive for more than 2 h before the satellite passes. At the time of the satellites' passes, the average  $B_z$  is +4 nT for Ørsted and +2 nT for FAST. The  $B_y$  component remains negative and stable, with an average value of -6 nT, and the  $B_x$  component changes from positive to negative at the time of the Ørsted pass. Thus, a stable convection pattern is expected in the entire polar cap, characteristic of a strongly negative  $B_y$  and a positive  $B_z$ . The average value of the IMF clock angle between 20:00 and 23:00 UT is 70°. Taguchi and Hoffman (1996) have used a limiting value of 70° for the clock angle for the IMF  $B_y$  control of the convection, which suggests that it is presently the case. Freeman et al. (1993) (for strong total IMF ( $B = 25$  nT)) and Senior et al. (2002) (for smaller total IMF) have shown that a clock angle of 70° represent the transition at which dayside reconnection starts. Thus it is possible that during the period of



**Fig. 3.** Polar-UVI images in magnetic latitude-MLT coordinates. (a) 11 min before the Ørsted pass. (b) at the time of the Ørsted pass 22:14:35 UT, with the Ørsted trajectory superimposed. (c) at the time of the FAST pass 22:35:08 UT, with the FAST trajectory superimposed.

small clock angle (22:10–22:20 UT), no dayside reconnection exists, but that the polar cap continues to evacuate on the nightside, fossil open flux created by dayside reconnection.

Between 19:00 and 23:00 UT, the mean solar wind dynamic pressure is 1.7 nPa, increasing to 2.2 nPa at the time of the satellites' passes. The solar wind and IMF conditions correspond to a quiet and fairly steady magnetosphere, mainly controlled by the negative  $B_y$ , a situation similar to the statistical studies of Taguchi (1992), Taguchi et al. (1994) and Taguchi and Hoffman (1996).

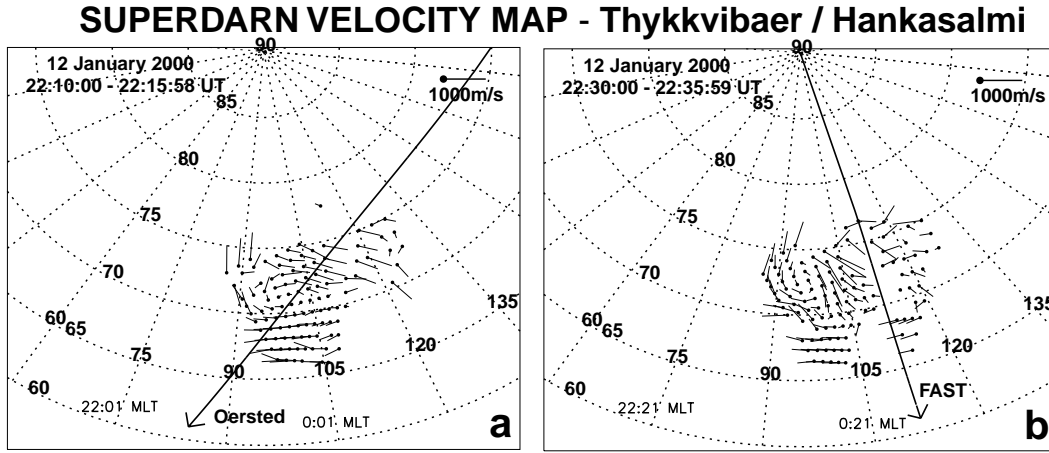
During the period of interest, Polar-UVI observations of the nightside auroral oval are available. The Polar-UVI images obtained 11 min before the Ørsted pass (Fig. 3a), at the time of the Ørsted pass (Fig. 3b) and at the time of the FAST pass (Fig. 3c) illustrate the spatial structure and the temporal variation of the nightside precipitation during the period and show that even if the magnetosphere is in a quiet configuration, the situation is, however, quite dynamic. Both satellite passes occur on the western edge of a precipitation zone covering the early morning sector. By comparing these 3 images, an apparent poleward motion of the auroral oval is observed in the midnight and early morning sector, especially between the first 2 images, which corresponds to the time interval 22:05–22:15 UT when the clock angle is smallest (Fig. 2a). This shrinking of the polar cap size is in agreement with the hypothesis of a decrease in the open flux in the polar cap. The 3 images also illustrate intensity variations of the precipitation pattern. The first and third images show a weak precipitation intensity while the second image shows an increase of the precipitation intensity. Moreover, examination of all the Polar images of the global time interval 22:00–23:00 UT indicates intensifications of the auroral precipitation about every 6 min, which confirms the dynamical situation. A maximum of precipitation is observed just before the Ørsted pass and a minimum of precipitation is observed during the FAST pass. Auroral quasi-periodic intensifications under similar IMF conditions have been already observed by de la Beaujardière et al. (1994) and Senior et al. (2002).

## 4 Data presentation

### 4.1 Ionospheric convection

Figures 4a and b show the pattern of ionospheric convection deduced from the CUTLASS radars, in the midnight sector for the two periods of interest: 22:10–22:16 UT, corresponding to the Ørsted pass and 22:30–22:36 UT, corresponding to the FAST pass. The coordinates are Altitude-Adjusted Corrected GeoMagnetic (AACGM) (Baker and Wing, 1989) Magnetic Latitude (MLAT) and Magnetic Local Time (MLT). The maps have been averaged over 6 min in order to obtain more convection vectors. The projection along magnetic field lines of the Ørsted pass is superimposed on Fig. 4a and the projection of FAST pass on Fig. 4b.

During the first period, the convection is complex, with a partial clockwise vortex to the west, terminated to the east by a velocity shear, with eastward and slightly southward velocities at the higher latitudes and purely westward velocities at



**Fig. 4.** Average (over 6 min) convection velocity maps of the CUTLASS radars in AACGM coordinates. (a) at the time of the Ørsted pass 22:10–22:16 UT, with the Ørsted trajectory superimposed. (b) at the time of the FAST pass 22:30–22:36 UT, with the FAST trajectory superimposed.

the lower latitudes. The dimensions of the structure are fairly large, with a 750 km extension in longitude and 400 km in latitude. The centre of the shear is at about 71.5° MLAT. The convection velocity is of the order of 600 m s<sup>−1</sup> on the edge of the structure. This semi-opened convection vortex encircles the early morning precipitation zone observed in Fig. 3b. The Ørsted trajectory superimposed on this map shows that Ørsted crosses the southwestern part of the convection vortex.

At the time of the FAST pass 20 min later, the convection (Fig. 4b) has changed significantly. A clockwise rotation of the vortical structure has occurred in the western part of the map. The velocities have the same amplitude, except for a small zone centred around 72° MLAT and are composed of larger and predominantly southward velocities. This southward flow indicates that the western part of the shear has evolved into an autonomous vortex, encircling the precipitation spot centred at 70° MLAT and 00:00 MLT in Fig. 3c. The trajectory superimposed on Fig. 4b shows that FAST crosses the eastern part of the convection pattern. In this region, almost the same directions of velocity are observed as at the time of the Ørsted pass. Around 75° MLAT, predominantly eastward velocities are observed as well as westward velocities below 68.5° MLAT. However, because data points are missing in the SuperDARN convection map along the FAST orbit, the position of the velocity shear is not well defined. The north-south component of the DC electric field measured by FAST (Fig. 5a) and corresponding to the east-west component of the convection, indicates a convection reversal from eastward above 68.5° MLAT to westward below 68.5° MLAT. Thus, the position of the convection shear has evolved between the two satellites passes and is shifted southward at the time of the FAST pass. This observation confirms the evolution of the convection pattern. Unfortunately, the east-west component of the DC electric field at FAST, which could indicate a southward component of the

convection flow, is not available.

Differences between SuperDARN and FAST data can be explained by the spatial and temporal smoothing of the SuperDARN convection maps. The electric field observed by FAST shows small-scale structures, in particular, a significant reversal of the electric field gradient at 71° MLAT, where the electric field becomes almost zero. Notice also the strong positive electric field around 73° MLAT, the amplitude of which will be discussed later. These two features (gradient reversal at 71° MLAT and peak electric field at 73° MLAT) are essential because, as we will show later, they are linked to field-aligned currents.

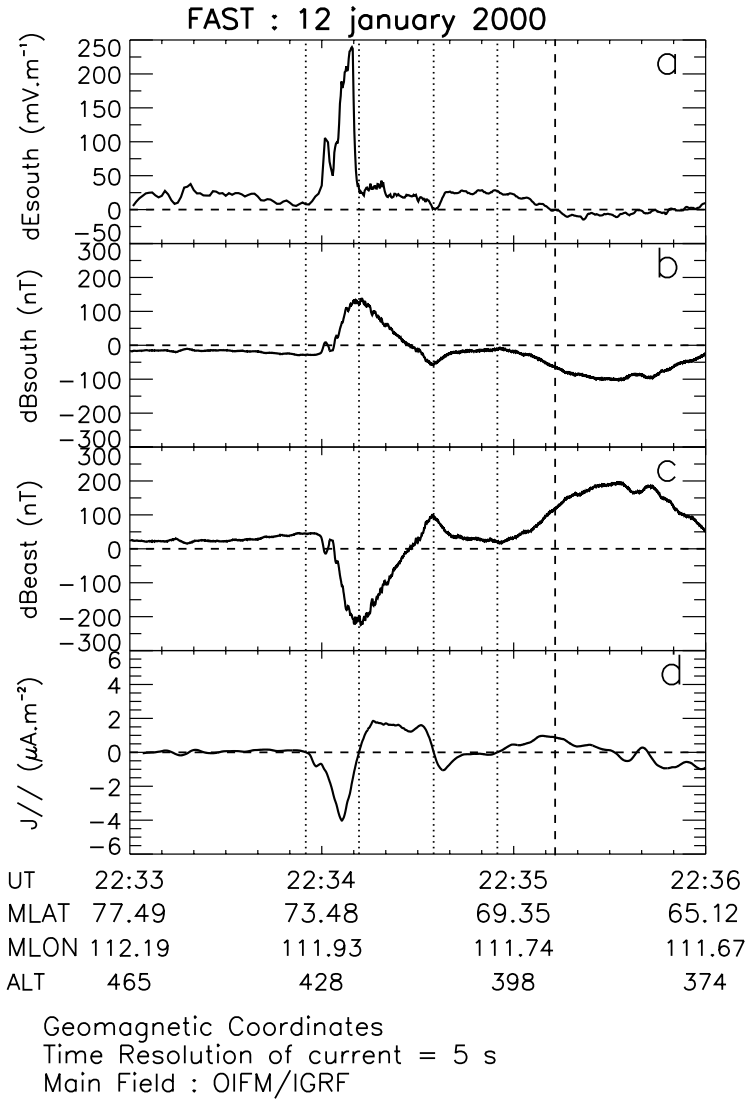
#### 4.2 Field-aligned currents

The field-aligned currents associated with the convection shear are deduced from measurements made by the Ørsted satellite during the first period, and by the FAST satellite during the second period. The two satellites are moving equatorward in the nightside. The magnetic perturbation  $\delta \mathbf{B}$  is obtained by subtracting from the magnetic measurements the IGRF model of the internal magnetic field. The field-aligned currents  $J_{\parallel}$  is deduced from Ampere's law

$$J_{\parallel} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \delta \mathbf{B}, \quad (1)$$

assuming current sheets, the orientation of which is parallel to  $\delta \mathbf{B}$ .

The magnetic perturbation at the Ørsted orbit and the associated field-aligned currents are shown in Fig. 6. The southward component (panel (a)) is relatively weak, with variations less than 100 nT and the eastward component (panel (b)) has a sawtooth-like shape, with variations up to 250 nT. Large-scale variations reveal the existence of three current sheets. Between 22:13:00 and 22:14:30 UT (75.55° to 72.2° MLAT), a smooth decrease in the eastward perturbation is observed, with an accentuation of the decrease at

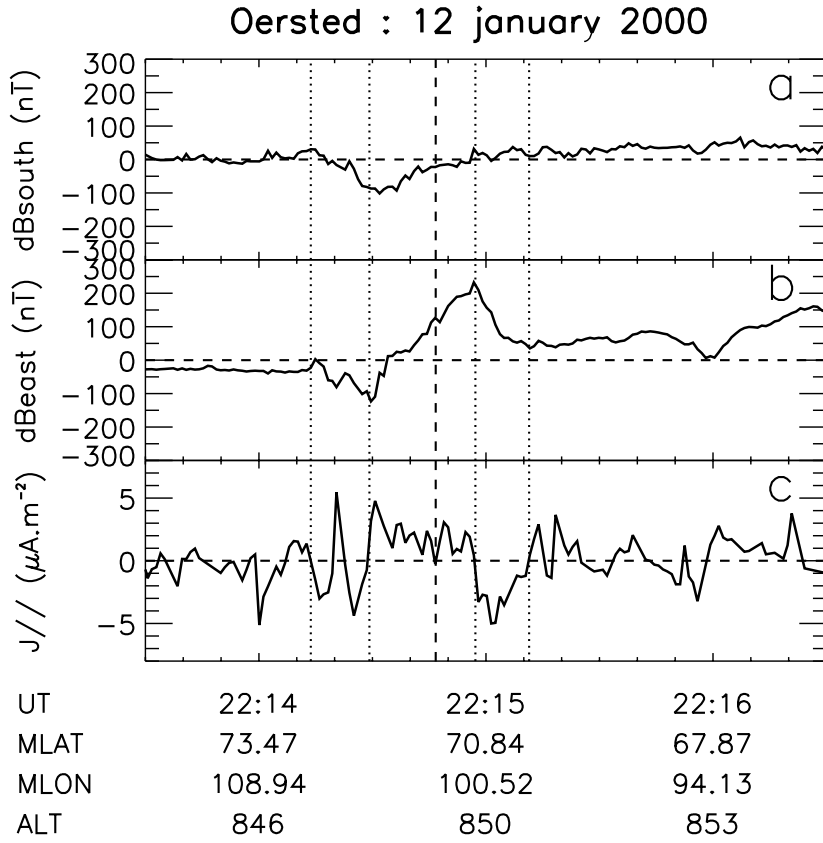


**Fig. 5.** Electric and magnetic fields and field-aligned currents measured by FAST. **(a)** North-south component of the convection electric field. **(b)** and **(c)** North-south and east-west components of the magnetic perturbations. **(d)** Field-aligned currents intensity deduced from the magnetic perturbations, averaged over 5 s. Dotted lines delineate the three parallel current sheets and the dashed line indicates the velocity shear.

low-latitudes which could be associated with a small-scale structure superimposed on the global structure. Then, between 22:14:30 and 22:16:30 UT (72.2° to 66.3° MLAT), in spite of large perturbations, a general positive increase in this component is observed. Finally, at lower latitudes, between 22:16:30 and 22:17:00 UT (66.3° to 64.7° MLAT), a decrease in the perturbation (not shown in Fig. 6) is observed. These three perturbations agree with the statistical model of Iijima and Potemra (1976) around midnight which includes three (downward-upward-downward) large-scale currents, namely the morningside region-1, the eveningside regions-1 and -2 currents. The latitudinal extent of these currents is large, probably related to the positive IMF  $B_z$ . Smaller scale perturbations with a larger amplitude are observed between 22:14:13 and 22:15:12 UT, at the interface between the morningside and the eveningside regions-1. Three intense current sheets deduced from these perturbations are represented in Fig. 6c, including from north to south: a downward current, an upward current centred on the

velocity shear and a downward current. These currents will be called, respectively, in the following sections:  $N_H$  current for the High-latitude Negative (downward) current,  $P$  current for the Positive (upward) central current and  $N_L$  current for the Low-latitude Negative current. These currents have quite large intensities, up to  $5 \mu\text{A m}^{-2}$  and their latitudinal width is, respectively, 65 km, 140 km and 75 km, for  $N_H$ ,  $P$  and  $N_L$ . The  $P$  current corresponds to the clockwise circulation of the convection semi-vortex, and the  $N_H$  and  $N_L$  currents correspond to the return currents of the convection-precipitation-upward current structure. The sign of these currents agrees with the MTS current system of Taguchi (1992), for negative  $B_y$ .

During the FAST pass, the eastward component of the magnetic perturbation is qualitatively similar to that obtained on board Ørsted, although the amplitudes are different (Fig. 5b and c). In particular, the three large-scale variations corresponding to the morningside region-1, the eveningside regions-1 and -2 currents are also observed. The latitudinal



Geomagnetic Coordinates  
 Time Resolution = 5 s  
 Main Field : OIFM/IGRF

**Fig. 6.** Magnetic field and field-aligned currents measured by Ørsted. (a) North-south component. (b) East-west component. (c) Field-aligned currents intensity averaged over 5 s. Dotted lines delineate the three parallel current sheets and the dashed line indicates the velocity shear.

**Table 1.** Angle between the directions of the magnetic East and of the 3 current sheets associated with the arc, along the Ørsted and FAST orbits. The angles are positive clockwise

	Ørsted pass	FAST pass
$N_H$ current	+68.0°	−7.5°
$P$ current	+39.5°	−9.0°
$N_L$ current	+15.5°	−9.5°

structure of the smaller scale parallel current is also similar to the Ørsted case, with three current sheets embedded in region-1. These currents have the same sign for the two satellites passes. In the FAST case, the latitudinal width is, respectively, 125 km, 175 km and 160 km for  $N_H$ ,  $P$  and  $N_L$ , which is slightly larger than the widths calculated along the Ørsted orbit. Table 1 shows the angle (positive anticlockwise) between the magnetic isolatitude and the direction of the current sheet. The current sheets are nearly parallel to magnetic isolatitude lines at FAST, while they rotate along the Ørsted orbit. This important difference will be interpreted

in the Discussion section. The amplitude of the  $P$  and  $N_L$  currents is smaller along the FAST orbit (Fig. 5d).

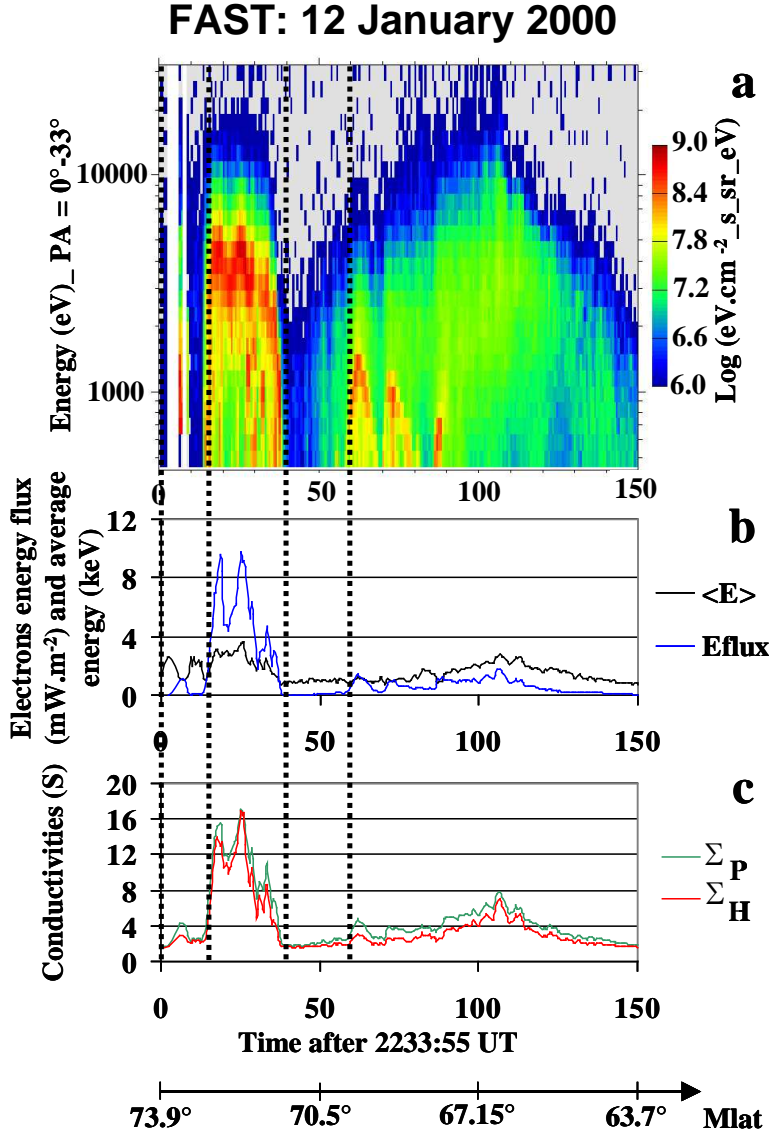
#### 4.3 Particle precipitation

Figure 7a displays the electron precipitation measured by FAST. The precipitation pattern is highly structured with a strong precipitation above 71.3° MLAT, from north to south, a gap associated with the  $N_L$  current, and a weaker but more extended precipitation zone below 70° MLAT. This precipitation pattern is often observed in association with a convection reversal, as, for instance, by Gurnett and Franck (1973). From the electron precipitation pattern, we determine the Pedersen and Hall conductances (height-integrated conductivities), using Hardy's model (Hardy et al., 1987):

$$\Sigma_P = \frac{40\langle E \rangle}{16 + \langle E \rangle^2} \sqrt{\Phi} \quad (2)$$

$$\Sigma_H = 0.45\langle E \rangle^{5/8} \Sigma_P, \quad (3)$$

where  $\Sigma_P$  et  $\Sigma_H$  are the ionospheric Pedersen and Hall conductances, respectively,  $\langle E \rangle$  is the electron mean energy in



**Fig. 7.** Electron precipitation measured by FAST, between 22:33:55 and 22:36:25 UT. **(a)** Energy-flux diagram of the downgoing electrons, for the range 400 eV–30 keV. **(b)** Energy flux and average energy. **(c)** Pedersen and Hall ionospheric conductances. The position of the three field-aligned current sheets deduced from FAST magnetic perturbations is superimposed (dotted lines).

keV with a low-energy cutoff at 500 eV, and  $\Phi$  is the electrons energy flux in  $\text{mW m}^{-2}$  (Fig. 7b). A basic ionospheric conductance is added to the Pedersen and Hall conductances, in order to take into account the faint solar ionisation. For the zenith angle and the MLT prevailing during the observations, a value of 1.5 S is chosen (Senior, 1991). The resulting conductance profiles are shown in Fig. 7c. The conductances are large in the electron precipitation regions, reaching up to 15 S. The Hall and Pedersen conductance profiles are similar. Strong gradients occur on the edges of the high-latitude precipitation region.

## 5 Simulation

Based on this detailed data set, including convection velocities, conductances and parallel currents, models can be built,

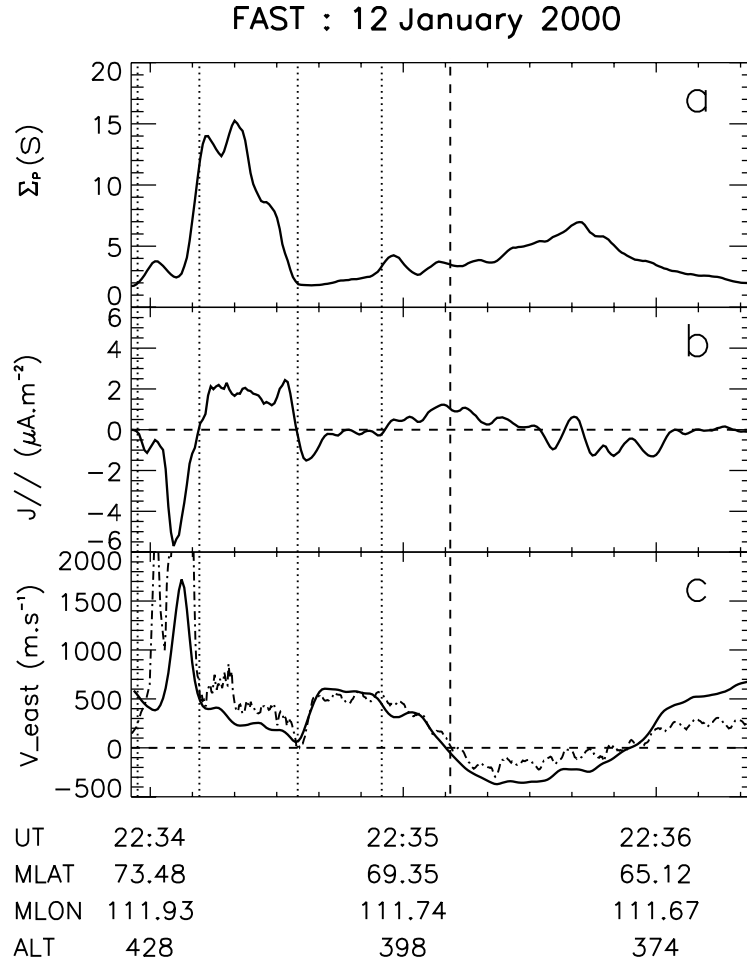
based on the current continuity equation:

$$J_{\parallel} = -\Sigma_P(\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp}) - \mathbf{E}_{\perp} \cdot \nabla_{\perp} \Sigma_P + (\mathbf{b} \times \mathbf{E}_{\perp}) \cdot \nabla_{\perp} \Sigma_H, \quad (4)$$

where  $\mathbf{b}$  is the unit vector parallel to the Earth's magnetic field. In this expression, the first term on the right-hand side represents the contribution to the parallel current density of the ionospheric electric field gradients, which can be deduced from the convection velocity. The second and third terms represent the contribution of the conductance gradients deduced from particle precipitation. Because satellite measurements are made only along the orbit, they do not provide sufficient inputs for a full two-dimensional model (2-D).

### 5.1 One-dimensional model

In a first step, we develop a one-dimensional (1-D) model. Relation (4) taking a simple form when longitudinal uniformity can be assumed. In a cartesian local reference frame,



**Fig. 8.** Inputs (a and b) and result (c) parameters of the 1-D simulation along the FAST orbit. **(a)** Ionospheric Pedersen conductance. **(b)** Field-aligned current measured by FAST. **(c)** Modelled (solid) and experimental (dotted line) east-west convection velocity. Dotted lines delineate the three parallel current sheets and the dashed line indicates the velocity shear.

where  $x$  and  $y$  represent the eastward and northward directions, and assuming a vertical magnetic field, relation (4) becomes:

$$\begin{aligned} \frac{dV_x(y)}{dy} + \frac{1}{\Sigma_P(y)} \frac{d\Sigma_P(y)}{dy} V_x(y) \\ = \frac{J_{||}}{B\Sigma_P(y)} + \frac{1}{\Sigma_P(y)} \frac{d\Sigma_H(y)}{dy} V_y(y). \end{aligned} \quad (5)$$

A usual simplification is to assume a constant Hall-to-Pedersen ratio of 1, well supported by the conductance profiles along the FAST orbit (Fig. 7c)

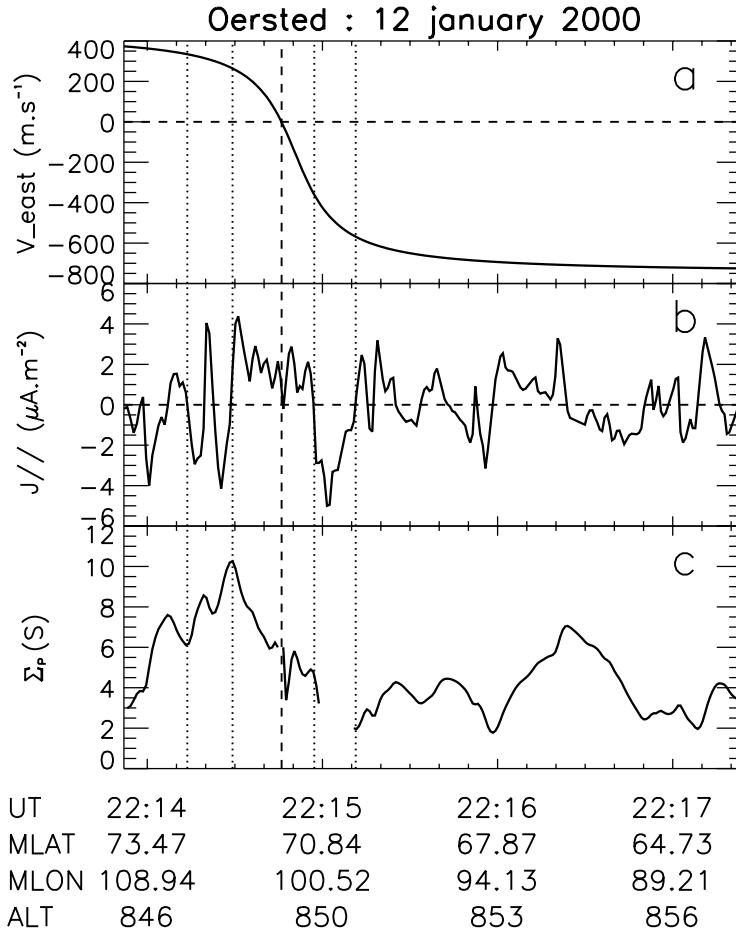
$$\frac{dV_x(y)}{dy} + \frac{1}{\Sigma_P(y)} \frac{d\Sigma_P(y)}{dy} [V_x(y) - V_y(y)] = \frac{J_{\perp}}{B\Sigma_P(y)}. \quad (6)$$

This equation can be regarded either as an algebraic equation giving the parallel current density or as a differential equation which governs the latitudinal profile of either the longitudinal component of the convection velocity or the Pedersen conductance, depending upon the parameters which are measured. In the latter cases, additional information on the  $V_y$  component is necessary. We use relation (6) successively along the FAST and Ørsted orbits, in order to model the unknown (or less precisely measured) parameters.

### 5.1.1 Simulation along the FAST orbit

Along the FAST orbit, field-aligned currents have been measured and ionospheric conductances have been deduced from particle precipitation. On the other hand, as mentioned earlier, the east-west component of the DC electric field (giving the north-south component of the convection velocity) is not available on board the FAST satellite. Although SuperDARN convection vectors are very scarce in the region of the FAST trajectory, vectors at the east of the orbit, between 65° and 75° MLAT (Fig. 4b), are along the magnetic isolatitude lines. Consequently, we have chosen  $V_y(y) = 0$ . Using field-aligned currents and conductances as inputs, relation (6) is integrated on the full latitudinal interval from 64° to 74° MLAT, with the fourth-order Runge-Kutta algorithm, in order to deduce the longitudinal component of the convection velocity. An initial value of the longitudinal component of the convection of 600 m s<sup>-1</sup> is used at 74° MLAT, in agreement with the experimental values of convection measured by FAST and SuperDARN. The inputs of Eq. (6) (Pedersen conductance and field-aligned currents) and the resulting longitudinal component of the convection velocity are shown in Fig. 8 (solid lines). This velocity profile can be compared ei-





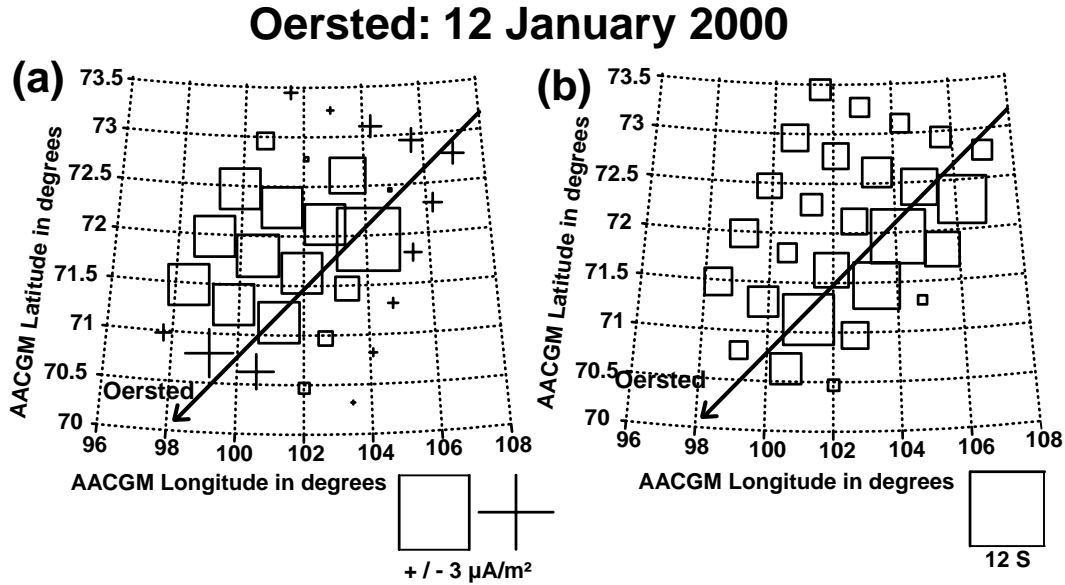
**Fig. 9.** Inputs (a and b) and result (c) parameters of the 1-D simulation along the Ørsted orbit. **(a)** East-west convection profile deduced from the SuperDARN convection map. **(b)** Field-aligned current measured by Ørsted. **(c)** Modelled ionospheric Pedersen conductance. Dotted lines delineate the three parallel current sheets and the dashed line indicates the velocity shear.

ther with the east-west component of the convection velocity deduced from the north-south component of the electric field measured by FAST (dash-dotted line in Fig. 8) or with the SuperDARN measurements. Between 64° and 74° MLAT, the modelled and experimental data are very similar in position and amplitude, except for the discrepancy in amplitude observed above 72.5° MLAT. The large velocity peak centred at 72.9° MLAT is observed both in modelled and experimental data, but the amplitudes are very different. The reason for the difference between experimental and modelled amplitude of the electric peak will be explained in the Discussion section.

### 5.1.2 Simulation along the Ørsted orbit

Along the Ørsted orbit, field-aligned currents, convection velocity (and consequently convection electric field) are known. Using these inputs, relation (6) can be integrated, in order to deduce the Pedersen conductance. The inputs and the resulting latitudinal component of the Pedersen conductance along the Ørsted orbit are presented in Fig. 9. In a preliminary step, the experimental convection map (Fig. 4a) has been fitted to an analytic model. In this model, the east-west component of the ionospheric convection velocity  $V_x(y)$

along the Ørsted orbit is characterised by a velocity shear at 71.5° MLAT (Fig. 9a), and the north-south component of the convection velocity is taken at  $V_y(y) = -V_x(y)/2$  above the velocity shear and  $V_y(y) = 0$  below. As a test of the role played by the north-south component of the velocity, we have also integrated Eq. (6) with a purely longitudinal velocity ( $V_y(y) = 0$  everywhere). The result shows no significant difference in the conductance profile. At the velocity shear, relation (6) simplifies and the Pedersen conductance is obtained directly from the parallel current and the velocity gradient, which provides an initial value for integration from this point, independently on both sides of the convection reversal. The conductance at the velocity shear is 6 S, a realistic value, since the discontinuity is situated on the low-latitude side of both the  $P$  current and the electron precipitation and thus, corresponds to the lower side of the conductance gradient. We have chosen not to model the Pedersen conductivity in the region of the  $N_L$  current, in order to avoid negative values. The integration starts again at 70.3° MLAT, beyond the  $N_L$  current. Poleward of the velocity shear, three peaks of conductance, with intensities decreasing from 10.5 to 8 S, are obtained (Fig. 9c). Equatorward of the velocity shear, the Pedersen conductance is smaller, but three small amplitude peaks are obtained, with a maximum conductance of about



**Fig. 10.** Two-dimensional distributions in AACGM coordinates (a) of the field-aligned current deduced from the Ørsted measurements and (b) of the modelled Pedersen conductance, assuming a Hall-to-Pedersen conductance ratio equal to 1. The parameters are plotted in the form of symbols, of which the size is proportional to the intensity of the parameter. Squares and crosses represent, respectively, the upward currents and downward currents. The projection of the Ørsted orbit is also shown.

7 S, probably associated with the eveningside region-2 of a large-scale currents. The fact that we could not model the conductance in the region of the  $N_L$  current shows that the 1-D model is not well adapted for the Ørsted orbit. However, in the regions where the conductance can be modelled, similarities between the experimental profile of Pedersen conductance along the FAST orbit and the modelled conductance along the Ørsted orbit are observed, although the time and longitude of FAST and Ørsted are different. Both poleward and equatorward of the shear, the number and the relative amplitude of the peaks are the same. A small global latitudinal shift, of the order of  $0.2^\circ$  between the two profiles, is observed.

## 5.2 Two-dimensional model along the Ørsted orbit

Since along the Ørsted orbit the 1-D model is not successful in providing a full latitudinal profile of the Pedersen conductance, we have tested a 2-D model also based on the current continuity equation, obtained from the “FAC-based method of characteristics” developed by Amm (2002). This method allows one to calculate the distribution of ionospheric conductances and actual currents from the two-dimensional profiles of ionospheric electric field and of field-aligned currents mapped to the ionosphere, with the Hall-to-Pedersen conductance ratio  $\alpha$  being given. The  $\alpha$  ratio is taken to be 1 (a realistic value for low magnetic activity; see also the ratio of FAST conductances modelled in Fig. 7). The electric field pattern responsible of the convection vortex is given by the SuperDARN radars. Note that the centre of the convection vortex is located at  $72.3^\circ$  MLAT and  $101.3^\circ$  Magnetic Longitude (MLON), at a slightly higher latitude than the shear ob-

served along the Ørsted orbit. However, because Ørsted provides FAC only along its orbit, it is necessary to extrapolate Ørsted data to a 2-D FAC distribution. The field-aligned current at each grid point is given by the mean of the FAC at the points of the Ørsted orbit situated at the same distance from the centre of the FAC. In order to have continuity of the current, the mean is weighted by the inverse distance between the data point and the Ørsted point. Before this process, the Ørsted data have been averaged to a scale of  $\sim 50$  km, corresponding to the spatial resolution of SuperDARN. For the grid points at a radial distance smaller than the distance between the Ørsted orbit and the centre of the FAC distribution, the attributed value of FAC is equal to  $+1.65 \mu\text{A m}^{-2}$ . This value corresponds to the 50 km average of the closest portion of the Ørsted path from the vortex centre. The distribution of the FAC is plotted in AACGM coordinates in Fig. 10a. The FAC configuration shows a circular central positive current (the  $P$  current) surrounded on its northward, southward and eastward sides by a downward current (corresponding to the  $N_L$  and  $N_H$  currents) with a smaller amplitude around  $-0.6 \mu\text{A m}^{-2}$ . Note that larger values of the currents are observed very close to the Ørsted orbit. Because the 2-D modelling is expected to provide satisfactory results only in the vicinity of the Ørsted orbit where field-aligned currents are true measurements, we have chosen to show only the central and eastern part of the current distribution in Fig. 10a. Figure 10b shows over the same area the calculated Pedersen conductance. The conductance shows a maximum reaching up to 8 S, overlapping the  $P$  current sheet and is elongated from southwest to northeast. The conductance decreases significantly to very small values in the downward FAC regions ( $N_L$  and  $N_H$ ). The Ørsted satellite crosses this elongated

maximum in its larger dimension. At the centre of the modelled positive current, the conductance decreases to about 3 S. This surprising result will be explained in the next section.

## 6 Discussion

### 6.1 FAST results and the validity of the one-dimensional model

A strong similarity is observed between the experimental and the 1-D modelled profiles of the east-west convection (Fig. 8c). The forms of the peak around  $72.9^\circ$  MLAT, the gradient reversal at  $71^\circ$  MLAT and the convection shear at  $68.5^\circ$  MLAT are well reproduced by the simulation with only a small latitudinal shift of the convection shear. The amplitudes are also similar, except for the peak at  $72.9^\circ$  MLAT, where the experimental peak is three times larger than modelled. Clearly, the amplitude is not realistic, suggesting a non-standard behaviour of the electric antenna in the  $N_H$  region.

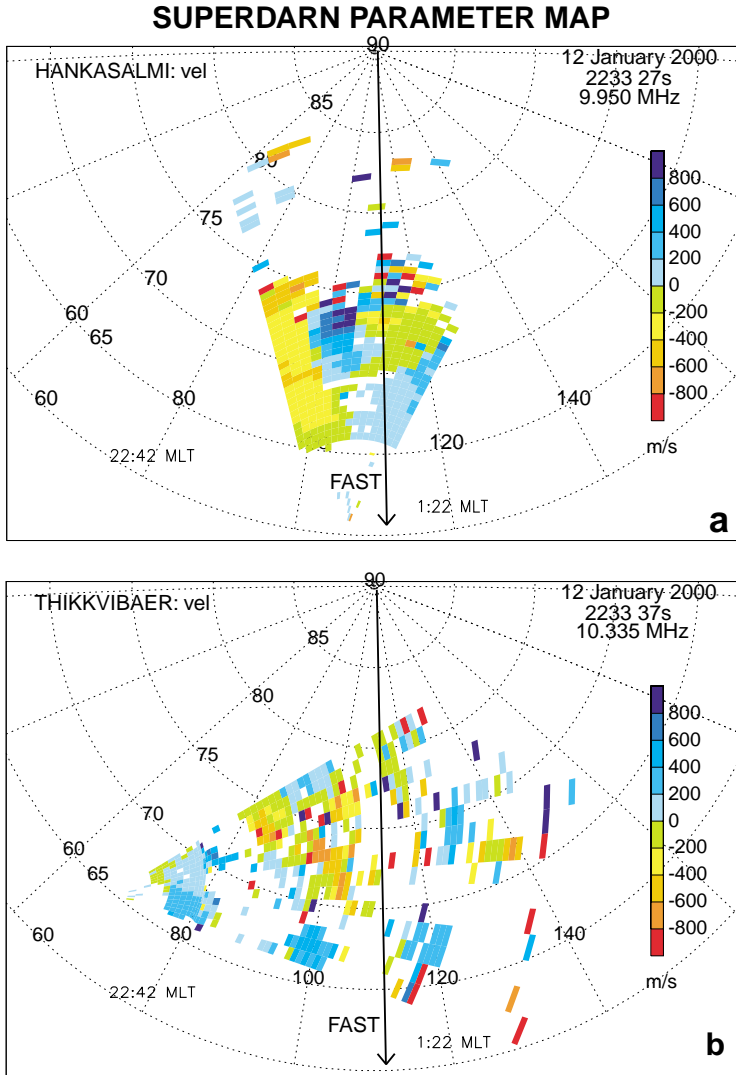
The  $N_H$  current of the triple parallel currents' structure (Fig. 8b) is very intense, and its maximum is associated with a strong electric field gradient. This result confirms earlier studies, in which intense electric fields are observed in the downward FAC region adjacent to a brightening arc (Opgenoorth et al., 1990; Aikio et al., 1993, 2002). However, in our case, the latitudinal extent of the global arc, of the  $N_H$  downward FAC, and of the associated electric field, are considerably larger. Moreover, a strong conductance gradient at the polar side of the precipitation and opposite to the electric field gradient occurs just at the boundary between the  $N_H$  and the  $P$  currents. The  $P$  parallel current is associated with the conductance gradients related to the equatorward side of the electron precipitation. In the  $P$  current, the electric field gradient is weak. At the boundary between the  $P$  and the  $N_L$  currents, the electric field gradient reverses, but not the sign of the electric field. The  $N_L$  current is associated with the electric field gradient alone, since the conductance is almost constant in this region. As shown by relation (6), the electric field gradient is proportional to the parallel current, under these circumstances. It is fairly large in the  $0.5^\circ$  latitudinal range where the parallel current is large ( $1.5 \mu\text{A m}^{-2}$ ). In conclusion, the arc has a large longitudinal extent and presents a central positive current with negative parallel currents on both sides. Electric field gradients drive the negative currents, while, on the opposite, the conductance gradient on the equatorward side of the main precipitation drives the  $P$  current.

The similarity between modelled and experimental profiles of the east-west convection velocity along the FAST orbit also supports the latitudinal one-dimensional hypothesis. The FAST trajectory is rather in the latitudinal part of the convection pattern, at the east of the vortex. These results are confirmed by the fact that the direction of the three current sheets detected by FAST are almost parallel to the

magnetic east-west direction (Table 1). The 1-D model is very efficient in the case of a purely latitudinal convection pattern, as shown by the results obtained along the FAST orbit. Figure 11 shows the instantaneous radial velocity maps of the two CUTLASS radars, at the time of the FAST pass. These maps will be used for comparing the experimental and modelled east-west convection profiles. Although the Pikkvibær map contains large data gaps, several patches of eastward velocities above  $69^\circ$  MLAT (red and orange velocities) and several patches of westward velocities (blue) below  $69^\circ$  MLAT are observed. This convection reversal agrees well with the convection shear observed around  $68.5^\circ$  MLAT by FAST. The Hankasalmi map is more detailed, but the velocity component measured with this radar is predominantly in the north-south direction. As the convection velocities are mainly east-west, the Hankasalmi map does not provide the most significant component of the convection. However, several features of this map confirm the results of the modelling. Exactly on the FAST trajectory, an enhancement of the eastward convection is observed (a small east-west band of orange and yellow velocities), exactly at the latitude of the strong peak of eastward velocities measured by FAST, at  $73^\circ$  MLAT. Assuming a purely longitudinal flow, this line-of-sight velocity turns into a flow velocity of  $\sim 2000 \text{ m s}^{-1}$ , a value which agrees quantitatively with the modelled result of  $1700 \text{ m s}^{-1}$  (Fig. 8). Further south, FAST crosses a region of predominantly eastward but smaller velocities and is tangent to a complex structure of the radial velocities corresponding to a strong decrease in the velocity and associated with the gradient reversal measured by FAST, at  $71^\circ$  MLAT. Then, at about  $69^\circ$  MLAT, a real east-west convection shear is observed associated with the convection reversal also observed on the Pikkvibær map and on the FAST east-west convection profiles. These similarities between FAST and SuperDARN confirm the validity of the modelled east-west convection profile obtained with the 1-D model.

### 6.2 Ørsted results

Along the Ørsted orbit, the 1-D hypothesis is less justified than in the FAST case. First, the SuperDARN convection map (Fig. 4a) shows that the Ørsted trajectory is located in the vortical part of the convection structure contrary to the FAST trajectory. Then, the 3 sheets of parallel current detected by Ørsted have very different orientations, which do not follow the magnetic isolatitude direction as expected with the 1-D latitudinal hypothesis. A rotation of the sheet directions is observed, supporting the vortical structure of the convection (Table 1). Moreover, magnetometer data from the IMAGE chain show that the directions of the equivalent Hall currents in the vortical part of the convection structure are also very different from the magnetic isolatitude direction. From north to south, a rotation of their direction opposite to the convection vortex is observed, as expected. All these considerations allow one to conclude that the 1-D model is not adapted to the Ørsted conjunction and can explain why the modelled conductance becomes negative in the  $N_L$  cur-



**Fig. 11.** Line-of-sight velocity maps of the Pikkvibær (top panel) and Hankasalmi (bottom panel) radars in AACGM coordinates, at the time of the FAST pass, with the FAST orbit super-imposed.

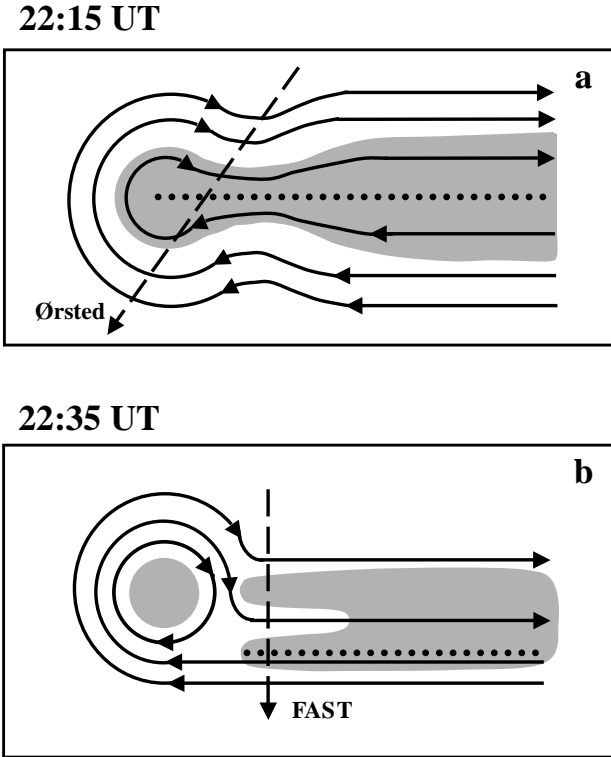
rent of the vortex. This is why we have used a 2-D model to obtain more realistic results of the conductance profile along the Ørsted orbit.

However, the FAC input to the 2-D model is known only along the Ørsted orbit and has to be extrapolated elsewhere. In particular, the density of the central part of the  $P$  current is chosen to be constant, which is probably not the case. This incorrect description of the centre of the  $P$  current can explain the unexpected small values of conductance located in the vicinity of the vortex centre. For these reasons, the conductance profile deduced from this 2-D model is expected to be more accurate close to the Ørsted trajectory than far from it, because the FAC evaluation is also less accurate with increasing distance from the Ørsted orbit. Thus, the 2-D modelling also presents insufficiencies but allows for a correct description of the conductance along the Ørsted orbit.

If we compare the results of the conductance profile obtained with the 1-D and the 2-D models along the Ørsted orbit, we note several differences. The highest conductance ob-

tained with the 2-D model (8 S) is slightly smaller than with the 1-D model (10.5 S), which can be explained by the spatial smoothing involved. Moreover, with the 2-D model, the spatial extent of the maximum of conductance is large and coincides with the  $P$  current, contrary to the 1-D model, for which the maximum of conductance is narrow and located at the boundary between the  $P$  and  $N_H$  currents, with the  $P$  current being associated with a conductance gradient. This last result seems to better support the 2-D model, because it is more likely that in an arc maintained by FACs, the downward electron precipitation associated with the conductance increase is coupled with the centre of the upward current and that the conductance gradients are located at the boundaries of the upward current (Burch et al., 1976; Opgenoorth et al., 1990). In spite of the above differences, both models give essentially the same global elongated shape of the precipitation pattern.

The two models present limitations inherent to the assumed hypothesis: the latitudinal structure in the 1-D case



**Fig. 12.** Schematic representations of the ionospheric precipitation (grey surface) and convection pattern (solid lines) with the convection velocity shear superimposed (dotted line). **(a)** At the time of the Ørsted pass with the Ørsted trajectory superimposed (dashed line). **(b)** At the time of the FAST pass, with the FAST trajectory superimposed (dashed line).

and the need to model the 2-D parallel current pattern from 1-D satellite measurements in the 2-D case. Although the validity of these hypotheses cannot be checked from the experimental data set, they are probably not fully justified, as shown by the insufficiencies of the results. However, these two models are the best which can be constructed from this data set. The results of both models show similarities confirming the general structure of the precipitation pattern during the Ørsted pass (described precisely in the next subsection).

### 6.3 Time evolution

This double conjunction can be used to understand the time evolution of the current and precipitation patterns between the Ørsted and FAST passes. First, a global northward motion of the structure is observed between the two satellites passes. Thus, the triple current-sheets system has been shifted northward by about  $1^\circ$  MLAT during the 20 min-time interval. The precipitation region associated with the  $P$  current is also shifted northward. Moreover, strong modifications of the convection-precipitation pattern are also observed between the two satellites passes. In both cases, the Polar images show a continuous band of precipitation in the

early morning sector, extending eastward to the limit of the field of view at about 03:00 MLT. Both satellites' passes occur on the western edge of this precipitation where the pattern modifications occur. Figure 12a and b show schematic representations of the convection-precipitation pattern at the times of the Ørsted and FAST passes, deduced from the SuperDARN convection maps (Fig. 4a, b) and from the Polar-UVI images (Fig. 3b, c). During the Ørsted pass (Fig. 12a), the main region of precipitation (grey surface) has a quasi-continuous east-west extent limited westward of around 23:30 MLT and is associated with the semi-elliptical clockwise vortex (solid lines) also having mainly a large east-west extent and closed on the western side. However, a clockwise rotation of the vortex is observed with respect to the main region of precipitation located at the east and also a slight narrowing of the precipitation region just eastward of the Ørsted pass (dashed line). Thus, Ørsted crosses the vortical part of the precipitation-convection pattern which is probably more two-dimensional than the region situated at later MLTs. This justifies the conclusion made in the previous section, that the 1-D model is not adapted to the Ørsted case. At the time of the FAST pass (Fig. 12b), the western part of the precipitation (grey surface) has separated from the main precipitation to form a single isolated spot associated with the circular convection vortex at the west (solid lines). An intensification of southward velocities is then observed to close the eastern side of the vortex and keep it isolated, supporting the idea, that this part of the convection pattern is now fully two-dimensional compared to the eastward part of the precipitation which keeps the purely latitudinal structure. Thus, this eastward precipitation forms a double purely latitudinal structure with a gap at the centre where the  $N_L$  current is observed, supported by the purely east-west convection lines in this region. FAST crosses this second part of the precipitation, which explains why the one-dimensional model is valid along its trajectory.

Finally, we can also note a strong  $3^\circ$  MLAT southward shift of the convection velocity shear between the two satellites passes (dotted line of Fig. 12a and b). Thus, at the time of the FAST pass, the arc is no longer associated with the east-west convection shear as observed along the Ørsted orbit and generally in previous studies (Gurnett and Frank, 1973; Burch et al., 1976; Taguchi, 1992; Taguchi et al., 1994), but simply with a reversal of the gradient in the east-west convection velocity. These observations imply that the system of 3 field-aligned current sheets is not necessarily associated with a convection shear, in order to maintain the divergence of the Pedersen currents.

All these observations show that the nightside ionosphere is dynamic, in spite of the quiet magnetic conditions characterised by a positive IMF  $B_z$ . And consequently, the triple current-sheets system of Taguchi (1992), associated with positive  $B_z$  and negative  $B_y$  of the IMF, is not static. Thus, the currents' systems observed by FAST and Ørsted are very different because of the time evolution and because the two satellites detect the currents in different parts of the precipitation. This is why the success of the simulations are very

different between Ørsted and FAST.

Is the current system balanced? We have checked the balance of the 3 current-sheets system. Based on the 1-D latitudinal profile of the current structure along the FAST orbit, we have integrated the total positive and negative latitudinal currents. The total positive current is  $0.294 \text{ A m}^{-1}$  and the sum of the two negative currents is  $-0.309 \text{ A m}^{-1}$ , showing that positive and negative currents are almost equal. Thus we can conclude that the 3 current-sheets system is balanced and isolated from the rest of the auroral oval. Along the Ørsted orbit, the 3 current-sheets system is not one-dimensional and consequently, the balance between negative and positive currents cannot be verified.

#### 6.4 Magnetospheric coupling

The simultaneous appearance of high energy population (up to 1 keV) in the ion flux and of the inverted-V structures in the downgoing electrons' diagram associated with the  $P$  current of the 3 current sheets suggests that this structure is localised on the boundary between opened and closed field lines, but is, however, essentially on closed field lines. This structure has its magnetospheric origin in the magnetotail, probably in the Plasma Sheet Boundary Layer (PSBL), since the ions' and electrons' high mean energies and the inverted-V structures of the electron precipitation are typical of this magnetospheric region (Eastman et al., 1984; Huang et al., 1984).

Another feature related to the magnetospheric origin of the particles reveals the dynamical situation of the nightside ionosphere, already noted in the General Context section. Between about 22:00 and 00:00 UT, intensifications of the electron precipitation are observed every 6 min in the whole nightside ionosphere. Ørsted and FAST cross the auroral oval just before a maximum and during a minimum of the precipitation, respectively. This probably explains the larger values of the parallel currents during the Ørsted pass than during the FAST pass. The periodic intensifications of the precipitation pattern are probably due to regular injections of particles associated with reconnection in the magnetotail.

## 7 Summary

Two successive conjunctions between the CUTLASS SuperDARN radars and the Ørsted and FAST satellites occur in the nightside ionosphere on 12 January 2000, between 22:10 and 22:40 UT, and around 00:00 MLT. The Polar-UVI satellite and the IMAGE magnetometer data are also available in this region, at the same period. The large data set obtained during these conjunctions allows one to understand the structure and the time evolution of a nightside arc associated with a convection shear, during relatively quiet interplanetary conditions (stable IMF  $B_z > 0$  and  $B_y < 0$  and stable solar wind pressure). Three field-aligned currents, one upward and two downward on each side, in order to close the global current system, are observed by the two satellites.

Modelling of the arc along the two satellites passes, based on the current continuity equation, allows one to understand the association between the electric field and conductance gradients which are the source of parallel currents. Moreover, the 20-min time lag between the two satellites' passes and the time series of SuperDARN maps and Polar images, allow one to describe the evolution of the nightside arc. Periodic enhancements of the convection and electron precipitation associated with the arc are observed, probably associated with regular, periodic injections of particles due to reconnection in the magnetotail. A general northward motion of the electron precipitation and field-aligned currents is observed between the two satellites' passes. In addition, a reorganization of the precipitation and of the convection patterns in the vicinity of the arc occur, characterised by a dissociation of the electron precipitation into a single spot at the western edge of the arc, whereas the convection shear at the eastern side is shifted by  $3^\circ$  MLAT southward implying that the arc and the associated system of 3 field-aligned current sheets are no longer associated with the convection shear, in order to maintain the divergence of the Pedersen currents.

*Acknowledgements.* The authors acknowledge M. Berthomier for helpful discussions concerning the FAST data interpretation. The CUTLASS HF radars are deployed and operated by the University of Leicester, and are jointly funded by the UK Particle Physics and Astronomy Research Council (grant number PPA/R/R/1997/00256), the Finnish Meteorological Institute, and the Swedish Institute of Space Physics. The Ørsted satellite project is funded by the Danish Ministry of Research and Information Technology, the Ministry of Trade and Industry, and the Danish Research Councils. The Ørsted satellite is operated by TERMA Electronics and the Danish Meteorological Institute (DMI). FAST data analysis at the University of California in Berkeley was supported through NASA grant NAG5-3596. The authors acknowledge the principal investigator N. Ness and the ACE Science Center for providing the ACE magnetic field data and the Finnish Meteorological Institute for providing the IMAGE data.

The Editor in Chief thanks A. D. M. Walker and A. Aikio for their help in evaluating this paper.

## References

- Aikio, A. T., Lakkala, T., Kozlovsky, A., and Williams, P. J. S.: Electric fields and currents of stable drifting auroral arcs in the evening sectors, *J. Geophys. Res.*, 107, 1424, doi:10.1029/2001JA009172, 2002.
- Aikio, A. T., Marklund, G. T., Woch, J., and Potemra, T. A.: Small-scale structures in the high-latitude auroral electric field, *Ann. Geophysicae*, 13, 84–94, 1995.
- Aikio, A. T., Opgenoorth, H. J., Persson, M. A. L., and Kaila, K. U.: Ground-based measurements of an arc-associated electric field, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 55, 797–808, 1993.
- Amm, O.: Direct determination of the local ionospheric Hall conductance distribution from two-dimensional electric and magnetic field data: Application of the method using models of typical ionospheric electrodynamic situations, *Geophys. Res. Lett.*, 100, 21 473–21 488, 1995.

- Amm, O.: Ionospheric elementary current systems in spherical coordinates and their application, *J. Geomag. Geoelectr.*, 49, 947, 1997.
- Amm, O.: Method of characteristics for calculating ionospheric electrodynamics from multisatellite and ground-based radar data, *J. Geophys. Res.*, 107, 1270, 2002.
- Amm, O.: Method of characteristics in spherical geometry applied to a Harang Discontinuity situation, *Ann. Geophysicae*, 16, 413–424, 1998.
- Baker, K. B. and Wing, S.: A new magnetic coordinate system for conjugate studies at high latitudes, *J. Geophys. Res.*, 94, 9139–9143, 1989.
- Burch, J. L., Lennartsson, W., Hanson, W. B., Heelis, R. A., Hoffman, J. H., and Hoffman, R. A.: Properties of spikelike shear flow reversal observed in the auroral plasma by Atmosphere Explorer C, *J. Geophys. Res.*, 81, 3886–3896, 1976.
- Carlson, C. W., Pfaff, R. F., and Watzin, J. G.: The Fast Auroral SnapshoT (FAST) mission, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2013–2016, 1998.
- De la Beaujardière, O., Lyons, R., Ruohoniemi, J. M., Friis-Christensen, E., Danielsen, C., Rich, F. J., and Newell, P. T.: Quiet-time intensifications along the poleward auroral boundary near midnight, *J. Geophys. Res.*, 99, 287–298, 1994.
- De la Beaujardière, O., Vondrak, R., and Baron, M.: Radar observations of electric fields and currents associated with auroral arcs, *J. Geophys. Res.*, 82, 5051–5062, 1977.
- Eastman, T. E., Franck, L. A., Peterson, W. K., and Lennartsson, W.: The Plasma Sheet Boundary Layer, *J. Geophys. Res.*, 89, 1553–1572, 1984.
- Freeman, M. P., Farrugia, C. J., Burlaga, L. F., Hairston, M. R., Greenspan, M. E., Ruohoniemi, J. M., and Lepping, R. P.: The interaction of a magnetic cloud with the Earth: Ionospheric convection in the northern and southern hemispheres for a wide range of quasi-steady interplanetary magnetic field convection, *J. Geophys. Res.*, 98, 7633–7655, 1993.
- Greenwald, R. A., Baker, K. B., Dudeney, J. R., Pinnock, M., Jones, T. B., Thomas, E. C., Villain, J.-P., Cerisier, J.-C., Senior, C., Hanuise, C., Hunsucker, R. D., Sofko, G., Koehler, J., Nielsen, E., Pellinen, R., Walker, A. D. M., Sato, N., and Yamagishi, H.: DARN/SuperDARN: A global view of high-latitude convection, *Space Sci. Rev.*, 71, 761–796, 1995.
- Gurnett, D. A. and Franck, L. A.: Observed Relationships between electric fields and auroral particle precipitation, *J. Geophys. Res.*, 78, 145–170, 1973.
- Hardy, D. A., Gussenhoven, M. S., Raistrick, R., and McNeil, W. J.: Statistical and Functional Representations of the Pattern of auroral energy flux, number flux, and conductivity, *J. Geophys. Res.*, 92, 12 275–12 294, 1987.
- Huang, C. Y., Frank, L. A., and Eastman, T. E.: High-altitude observations of an intense inverted V event, *J. Geophys. Res.*, 89, 7423–7430, 1984.
- Iijima, T. and Potemra, T. A.: Field-aligned currents in the dayside cusp observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, 81, 5971–5979, 1976.
- Janhunen, P., Olsson, A., Amm, O., and Kauristie, K.: Characteristics of a stable arc based on FAST and MIRACLE observations, *Ann. Geophysicae*, 18, 152–160, 2000.
- Johnson, M. L., Murphree, J. S., Marklund, G. T., and Karlsson, T.: Progress on relating forms and electric field patterns, *J. Geophys. Res.*, 103, 4271–4284, 1998.
- Kosch, M. J., Amm, O., and Scourfield, M. W. J.: A plasma vortex revisited: The importance of including ionospheric conductivity measurements, *J. Geophys. Res.*, 105, 24 889–24 898, 2000.
- Marklund, G.: Auroral Arc classification scheme based on the observed arc-associated electric field pattern, *Planet. Space Sci.*, 32, 193–211, 1984.
- Marklund, G., Sandahl, I., and Opgenoorth, H. J.: A study of the dynamics of a discrete auroral arc, *Planet. Space Sci.*, 30, 179–197, 1982.
- Marklund, G., Baumjohann, W., and Sandahl, I.: Rocket and ground-based study of an auroral breakup event, *Planet. Space Sci.*, 31, 207–220, 1983.
- Opgenoorth, H. J., Haggstrom, I., Williams, P. J. S., and Jones, G. O. L.: Regions of strongly enhanced perpendicular electric fields adjacent to auroral arcs, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 52, 449–458, 1990.
- Senior, C., Cerisier, J.-C., Rich, F. J., Lester, M., and Parks, G. K.: Strong sunward propagating, flow bursts in the night sector during quiet solar wind conditions: SuperDARN and satellite observations, *Ann. Geophysicae*, 20, 771–779, 2002.
- Senior, C.: Solar and particle contributions to auroral height-integrated conductivities from EISCAT data: A statistical study, *Ann. Geophysicae*, 9, 449–460, 1991.
- Stauning, P., Primdahl, F., Watermann, J., and Rasmussen, O.: IMF  $B_y$ -related Cusp currents observed from the Ørsted satellite and from ground, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 99–102, 2001.
- Taguchi, S. and Hoffman, R. A.: Ionospheric plasma convection in the midnight sector for northward interplanetary magnetic field, *J. Geomag. Geoelectr.*, 48, 925–933, 1996.
- Taguchi, S.:  $B_y$ -controlled field-aligned currents near midnight auroral oval during northward Interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 97, 12 231–12 243, 1992.
- Taguchi, S., Sugiura, M., Iyemori, T., Winningham, J. D., and Slavin, J. A.:  $B_y$ -controlled convection and field-aligned currents near midnight auroral oval for northward interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 99, 6027–6044, 1994.
- Untiedt, J. and Baumjohann, W.: Studies of polar current systems, *Space Sci. Rev.*, 63, 245–390, 1993.
- Wahlund, J.-E. and Opgenoorth, H. J.: EISCAT observations of strong ion outflows from the F-region ionosphere during auroral activity: preliminary results, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 727–730, 1989.

## **- A n n e x e A -**

### **Détermination des courants parallèles à partir de mesures magnétiques par satellite**

Pour déterminer simplement les courants parallèles à partir des données d'un satellite magnétique (comme Ørsted ou CHAMP), chaque orbite du satellite est d'abord découpée en deux séquences correspondant au passage au dessus de chacune des zones aurorales et polaire nord et sud. Les courants parallèles étant situés au niveau des zones aurorales, les données ne sont gardées que pour les latitudes supérieures à  $|50^\circ|$  MLAT. Un modèle de champ magnétique interne est retranché au champ magnétique total, afin de ne garder que les perturbations magnétiques  $\delta\mathbf{B}$  liées aux courants magnétosphériques. Le modèle de champ interne utilisé est le modèle IGRF<sup>28</sup>.

Le courant s'écoule le long du champ magnétique terrestre, la perturbation magnétique est produite dans le plan perpendiculaire au champ. La loi d'Ampère :

$$J_{//} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \delta\mathbf{B} \quad (\text{A.1})$$

se réduit donc à sa projection dans la direction parallèle. Les courants parallèles sont donc déduits de cette loi d'Ampère simplifiée, moyennant une hypothèse simplificatrice.

A partir des mesures des perturbations magnétiques effectuées le long de la seule trajectoire de satellite, il n'est pas possible de déterminer un rotationnel et par conséquent de déduire l'intensité du courant correspondant. L'approximation consistant à assimiler les courants parallèles à des nappes dont la dimension dans une des deux directions horizontales excède largement l'autre, est alors nécessaire. Mathématiquement, il est aisé de supposer cette nappe de courant comme infinie dans cette direction. La direction de la nappe est alors celle de la

---

28 *Angl.* International Geomagnetic Reference Field



perturbation magnétique mesurée le long de l'orbite. La direction de la nappe étant connue, la densité de courant de cette nappe est alors réduite à un gradient, qu'il est facile de déterminer. On peut noter que l'hypothèse de la nappe de courant infinie est une très bonne approximation au moins à grande échelle, car elle a été validée par plusieurs observations de satellites (*Iijima et Potemra, 1976*).

## **A.1 Détermination des caractéristiques de la nappe de courant**

Le courant parallèle associé à la perturbation magnétique est donc caractérisé par l'orientation de la nappe et par son intensité. Les courants sont moyennés sur un certain intervalle de temps  $\Delta t = n \tau$ , multiple de la période  $\tau$  d'échantillonnage du champ. Pour les satellites magnétiques, la période d'échantillonnage est d'environ 1 s. Le calcul du courant peut être effectué sur des segments de durée  $\Delta t$  disjoints conduisant à des évaluations indépendantes du courant avec une résolution  $\Delta t$  le long de l'orbite. Afin d'augmenter le nombre des points d'évaluation du courant, les segments  $\Delta t$  peuvent se recouvrir partiellement (décalés d'un nombre entier de fois la période d'échantillonnage), conduisant à des moyennes glissantes et à des mesures de courant non indépendantes.

### **A.1.1 Détermination de l'orientation de la nappe**

On détermine l'orientation de la nappe par une régression linéaire entre les deux composantes horizontales  $\delta B_a$  et  $\delta B_\phi$  du champ magnétique, pendant une durée égale à la résolution temporelle  $\Delta t$  souhaitée (typiquement 5 à 10 s, ce qui correspond à une résolution spatiale de 35 à 70 km). L'angle  $\Psi$  entre l'est géographique et la direction de la nappe (figure A.1) est donné par la pente de cette régression linéaire :

$$\Psi = \text{atan}\left(-\frac{1}{a}\right) \quad (\text{A.2})$$

où  $a$  est la pente de la régression.  $\Psi$  est compté positivement dans le sens trigonométrique. Cette méthode suppose que l'orientation de la nappe reste constante pendant le temps d'intégration. Par contre, le courant dans la nappe n'a pas besoin d'être uniforme. Si le courant n'est pas uniforme, mais que la nappe reste parallèle, la détermination de la pente par la régression linéaire reste valable.

### A.1.2 Calcul de l'intensité du courant parallèle

L'intensité du courant parallèle est obtenue à partir du module de  $\delta\mathbf{B}$  :

$$\delta B_{//} = \delta B_{\varphi} \cos \Psi - \delta B_{\theta} \sin \Psi \quad (\text{A.3})$$

Il reste à déterminer le gradient de  $\delta B_{//}$  dans la direction de la nappe. Pour cela, une régression linéaire est effectuée entre  $\delta B_{//}$  et le temps de mesure  $t$  sur l'intervalle de temps d'intégration du courant  $\Delta t$ . Puis on divise la pente de la régression linéaire par la distance parcourue par le satellite pendant l'intervalle  $\Delta t$ . On obtient :

$$J_{//} = \frac{b}{\mu_o v \cos \alpha} \quad (\text{A.4})$$

où  $b$  est le coefficient directeur de la régression entre  $\delta B_{//}$  et  $t$ ,  $v$  est la vitesse du satellite et  $\alpha$  l'angle entre la trajectoire et la normale à la nappe (figure A.1). La détermination de l'angle  $\alpha$  s'effectue grâce à la relation :

$$\alpha = \text{atan} \left( \frac{\sin \theta \Delta \varphi}{\Delta \theta} \right) - \Psi \quad (\text{A.5})$$

où  $\Delta \theta$  et  $\Delta \varphi$  sont les variations de la colatitude et de la longitude sur l'intervalle de temps  $\Delta t$  et  $\sin \theta$  est déterminé à partir de la valeur centrale de  $\theta$  dans l'intervalle de temps  $\Delta t$ . Le temps associé à cette mesure est le temps central de l'intervalle d'intégration  $\Delta t$ , et la position est celle associée à ce temps. Le sens de  $J_{//}$  est donné par la valeur de  $\Psi$ .  $J_{//}$  est positif (montant), si  $\Psi$  est dans l'intervalle  $[-\pi/2 ; +\pi/2]$  et  $J_{//}$  est négatif (descendant), si  $\Psi$  est dans l'intervalle  $[+\pi/2 ; +3\pi/2]$ .

## A.2 Condition de validité du calcul du courant parallèle

L'épaisseur  $e$  de la nappe de courant est donnée par la relation :

$$e = r(\Delta t/2) \left( \Delta \theta^2 + (\sin \theta \Delta \varphi^2) \right) |\cos \alpha| \quad (\text{A.6})$$

La méthode ci-dessus conduit à un courant infini lorsque l'orbite du satellite est parallèle à la direction de la nappe ( $\cos \alpha = 0$ ). Dans ce cas, l'épaisseur de la nappe donnée par la relation

A.6, devient nulle. Pour éviter ces divergences, on introduit une valeur minimale de l'épaisseur de la nappe. Cette valeur  $e_{min}$  est fonction de l'intervalle  $\Delta t$  et du courant lui-même :

$$e_{min} = \Delta t \left( a + b J_{\parallel}^2 \right) \quad (A6)$$

$a$  et  $b$  étant deux coefficients ad-hoc.

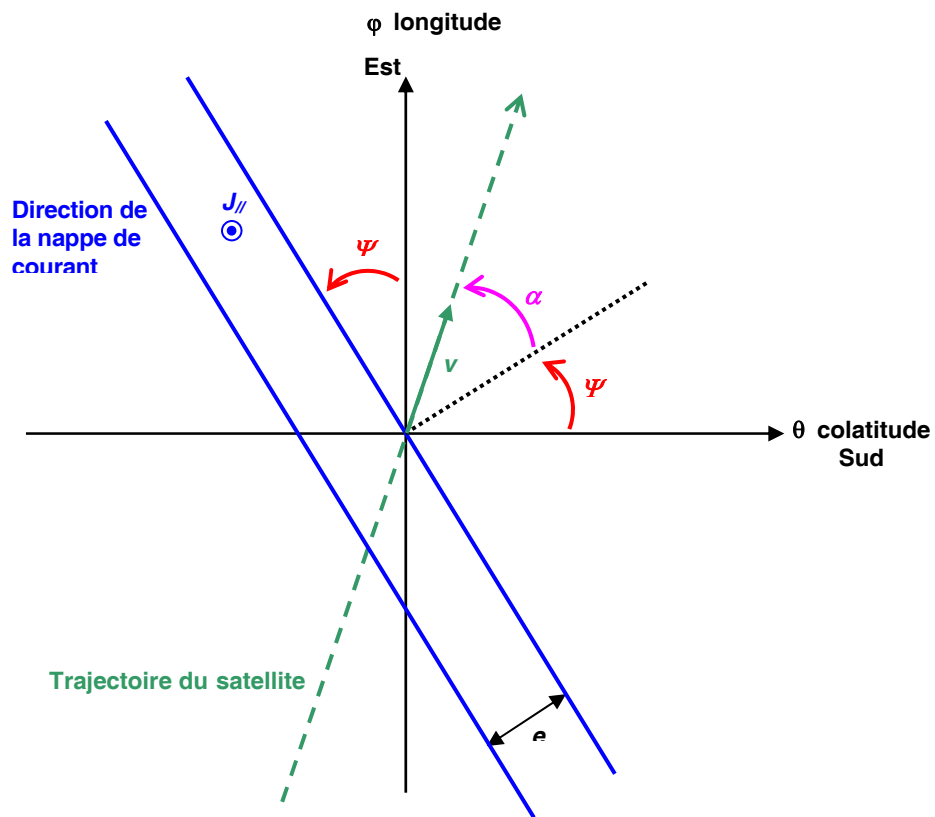


Fig. A.1 : Représentation schématique, dans un repère cartésien, de la trajectoire du satellite traversant une nappe de courant parallèle d'épaisseur  $e$ .

## **- Annexe B -**

### **Algorithme de traitement des mesures multipoints**

#### **B.1 Vitesse d'une frontière plane par une méthode à quatre satellites**

Lorsqu'un seul satellite observe un changement de région de plasma ou une structure de petite échelle comme un tube de flux, il n'est pas possible de savoir s'il s'agit d'une variation spatiale ou d'une variation temporelle. L'utilisation de quatre satellites en configuration tétraédrique, comme Cluster permet de résoudre cette ambiguïté. Les différents temps de passage d'une structure au niveau des quatre satellites permet de déterminer simplement la vitesse de la structure, connaissant la position relative des quatre satellites (*Paschmann et Daly, 1998 ; Dunlop et al., 2002a*). La vitesse déterminée par cette méthode est dirigée suivant la normale au plan de la structure. Cependant, deux hypothèses sont essentielles pour pouvoir utiliser cette méthode : la frontière observée doit être plane et sa vitesse doit rester constante pendant le passage des quatre satellites.

##### **B.1.1 Vitesse d'un tube de flux ou d'une frontière**

Lorsque un tube de flux est identifiable sur les quatre satellites, on assimile la frontière du tube de flux à un plan en mouvement dont l'équation est définie, en écrivant qu'un vecteur arbitraire  $\mathbf{R}_0$  ( $x-x_0$ ,  $y-y_0$ ,  $z-z_0$ ) du plan (Figure B.1) est perpendiculaire à la vitesse  $\mathbf{V}$  ( $V_x$ ,  $V_y$ ,  $V_z$ ) de déplacement du plan :

$$\mathbf{R}_0 \cdot \mathbf{V} = (x - x_0) V_x + (y - y_0) V_y + (z - z_0) V_z = 0 \quad (\text{B.1})$$

avec :  $x_o = V_x t - x_{oo}$  et  $y_o = V_y t - y_{oo}$  et  $z = V_z t - z_{oo}$  et le point  $(x_{oo}, y_{oo}, z_{oo})$  représentant un point du plan à l'instant de référence  $t = 0$ .

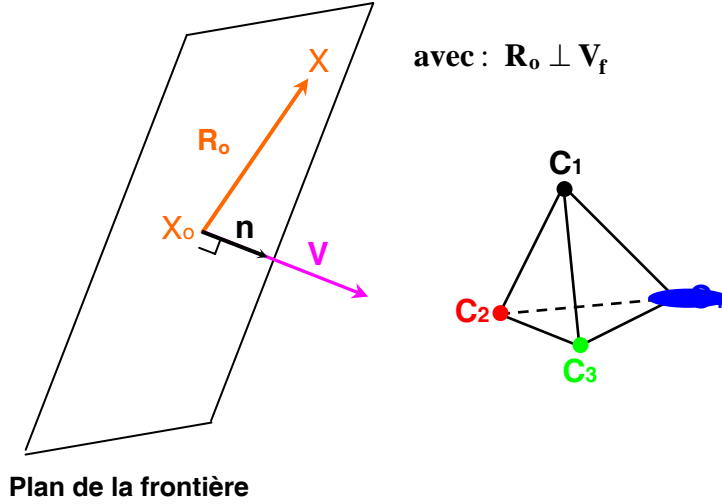


Fig. B.1 : Représentation schématique des quatre satellites Cluster en configuration tétraédrique, traversés par une frontière plane (frontière magnétosphérique ou tube de flux).

On détermine le temps d'observation  $t_n$  d'impact de ce plan sur le satellite  $n$  ( $n = 1, \dots, 4$ ) et les coordonnées dans le repère GSE de la position du satellite  $\mathbf{R}_n$  ( $x_n, y_n, z_n$ ) à l'instant  $t_n$ . Les positions  $\mathbf{R}_n$  de chaque satellite doivent donc vérifier l'équation du plan. On obtient donc un système de quatre équations, une pour chaque satellite :

$$(x_n - V_x t_n - x_{oo}) V_x + (y_n - V_y t_n - y_{oo}) V_y + (z_n - V_z t_n - z_{oo}) V_z = 0 \quad (\text{B.2})$$

Pour éliminer les constantes inconnues  $x_{oo}, y_{oo}, z_{oo}$ , on retranche une des équations, par exemple celle du satellite 1, aux trois autres. On obtient un système de trois équations pour  $n = 2, 3, 4$  exprimées par rapport au satellite 1 de référence :

$$(V_x^2 + V_y^2 + V_z^2)(t_n - t_1) + (x_n - x_1) V_x + (y_n - y_1) V_y + (z_n - z_1) V_z = 0 \quad (\text{B.3})$$

en posant :  $V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2$ , on peut simplifier le système des trois équations :

$$-\frac{V^2}{V_z}(t_n - t_1) + \frac{V_x}{V_z}(x_n - x_1) + \frac{V_y}{V_z}(y_n - y_1) = -(z_n - z_1) \quad (\text{B.4})$$

et le résoudre comme un système de Cramer, pour obtenir :  $\frac{V^2}{V_z}$ ,  $\frac{V_x}{V_z}$  et  $\frac{V_y}{V_z}$ . On en déduit ensuite les composantes ( $V_x$ ,  $V_y$ ,  $V_z$ ) de la vitesse du plan.

### B.1.2 Validation de la méthode

Lorsque les satellites traversent une structure de moyenne échelle, comme un tube de flux, on peut penser qu'elles ont plutôt des formes cylindriques et que par conséquent l'hypothèse d'une frontière plane n'est pas valide. Cependant dans le cas du 17 mars 2001, les signatures ionosphériques détectées par le radar SuperDARN de Hankasalmi montrent que les tubes de flux sont allongés dans la direction nord-sud et que leur vitesse de phase est plutôt dans la direction est-ouest. Ils traversent donc les quatre satellites Cluster dans la magnétosphère, suivant un axe quasi-perpendiculaire à leur plus grande dimension (Figure B.2). De plus, la taille des tubes dans la direction nord-sud est supérieure à la distance inter-satellite. Dans ce cas, l'hypothèse d'un front plan est donc validée.

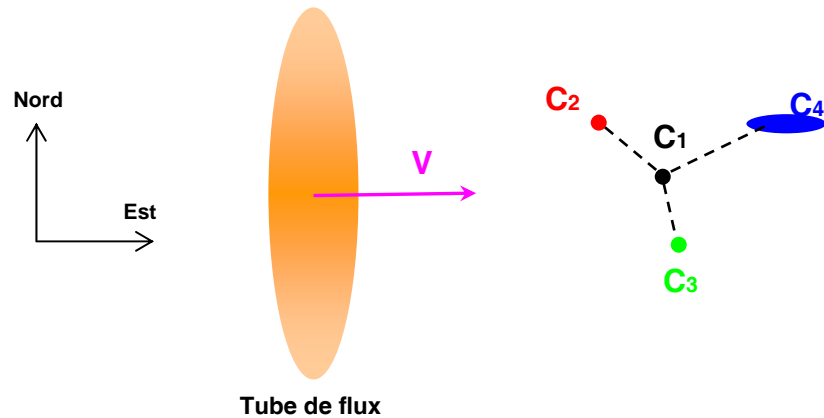


Fig. B.2 : Représentation schématique dans le plan perpendiculaire au champ magnétique des quatre satellites Cluster traversés par un tube de flux, allongé dans la direction nord-sud.

### B.1.3 Limitation de la méthode et importance de la dimension des structures

Pour que le système d'équations (B.4) ait une solution, il faut impérativement que les 4 satellites ne soient pas coplanaires.

La précision dans la détermination de la vitesse de la frontière est très dépendante de la

géométrie du tétraèdre et de l'orientation du vecteur vitesse par rapport à cette géométrie.

La détermination de la vitesse d'une structure est basée sur l'identification (visuelle) d'une même structure sur les données des 4 (ou 3) satellites (voir paragraphe B.2). Le choix de la structure résulte d'un compromis : la structure doit être la plus fine possible pour que le temps de son observation soit défini du mieux possible ; cette contrainte est contradictoire avec la nécessité d'identifier la « même structure » sur les 4 (3) satellites, c'est-à-dire des structures d'échelle spatiale au moins de l'ordre de la distance inter-satellite.

## **B.2 Vitesse d'une frontière plane par une méthode à trois satellites**

Il arrive qu'un des satellites Cluster soit relativement éloigné des trois autres. Les signatures de tubes de flux observées par ce satellite éloigné, peuvent être fortement différentes de celles observées par les trois autres. Dans ce cas, nous avons testé une autre méthode qui permet d'éliminer les mesures d'un des quatre satellites. Cette méthode est basée sur l'hypothèse supplémentaire que le tube de flux est attaché au champ magnétique, par le théorème du champ gelé et que par conséquent, le mouvement de convection du tube, c'est-à-dire sa vitesse, est perpendiculaire au champ magnétique. Cette hypothèse permet d'obtenir une nouvelle équation :

$$V_x B_x + V_y B_y + V_z B_z = 0 \quad (\text{B.5})$$

qui ajoutée au système (B.4) restreint à deux équations, permet de résoudre le vecteur vitesse.

## **B.3 Le repère magnétique « champ-variance »**

Dans le cas du 17 mars 2001, la détermination des vitesses de phase des injections a été réalisée à partir des données de champ magnétique de l'expérience FGM de Cluster. Ce choix repose sur le fait, que l'expérience FGM possède une très bonne résolution temporelle. Cela permet de détecter des structures très fines et de réduire les erreurs de détermination du temps de passage d'un tube de flux au niveau de chaque satellite. Nous avons défini un nouveau repère dans lequel tracer les composantes du champ magnétique. L'axe  $z$  est dirigé le long du champ magnétique moyen, moyenné sur une période de 2-3 minutes centrée sur une injection de plasma. Les axes  $x$  et  $y$  correspondent respectivement aux directions du maximum et du

minimum de variance du champ dans le plan perpendiculaire au champ magnétique moyen. On lui donne le nom de repère magnétique « champ-variance ». Il a été choisi, car Cluster est situé à environ  $8R_E$ , c'est-à-dire assez profondément dans la magnétosphère, loin de la magnétopause. Le repère (L,M,N) utilisé habituellement à la magnétopause pour caractériser les structures de FTEs (*Russel et Elphic, 1978*) n'est pas adapté à des mesures à l'intérieur de la magnétosphère. Le repère magnétique « champ-variance » possède une signification physique : la composante parallèle au champ magnétique reflète la structure interne du tube de flux puisqu'elle est directement affectée par le diamagnétisme. Une diminution locale de cette composante parallèle est associée à une augmentation locale de la densité et peut caractériser le passage d'un tube de flux, dans lequel une injection a eu lieu. La composante perpendiculaire dans la direction du maximum de variance indique la présence des courants parallèles, dont les nappes sont parallèles à l'axe de variance maximum. Le passage d'un tube de flux se caractérise, en général, par une signature bipolaire dans la composante du maximum de variance.





## Bibliographie

- Aikio, A. T., H. J. Opgenoorth, M. A. L. Persson, et K. U. Kaila**, Ground-based measurements of an arc-associated electric field, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **55**, 797-808, 1993.
- Aikio, A. T., G. T. Marklund, J. Woch, et T. A. Potemra**, Small-scale structures in the high-altitude auroral electric field, *Ann. Geophys.*, **13**, 84-94, 1995.
- Aikio, A. T., T. Lakkala, A. Kozlovsky, et P. J. S. Williams**, Electric fields and currents of stable drifting auroral arcs in the evening sector, *J. Geophys. Res.*, **107**(A12), 1424, doi:10.1029/2001JA009172, 2002.
- Akasofu, S.-I.**, The aurora: an electrical discharge phenomena surrounding the Earth, *Rep. Prog. Phys.*, **44**, 1123-1149, 1981.
- Amm, O.**, Direct determination of the local ionospheric Hall conductance distribution from two-dimensional electric magnetic field data: Application of the method using models of typical ionospheric electrodynamic situations, *Geophys. Res. Lett.*, **100**, 21,473-21,488, 1995.
- Amm, O.**, Method of characteristics in spherical geometry applied to a Harang Discontinuity situation, *Ann. Geophys.*, **16**, 413-424, 1998.
- Amm, O.**, Method of characteristics for calculating ionospheric electrodynamics from multisatellite and ground-based radar data, *J. Geophys. Res.*, **107**(A10), 1270, doi:10.1029/2001JA005077, 2002.
- Amm, O., et K. Kauristie**, Ionospheric signatures of bursty bulk flows, *Surv. Geophys.*, **23**, 1-32, 2002.
- Amm, O., M. J. Engebretson, T. Hughes, L. Newitt, A. Viljanen, et J. Watermann**, A traveling convection vortex event study: Instantaneous ionospheric equivalent currents, estimation of field-aligned currents, and the role of induced currents, *J. Geophys. Res.*, **107**(A11), 1334, doi:10.1029/2002JA009472, 2002.
- Angelopoulos, V., W. Baumjohann, C. F. Kennel, F.V. Coroniti, M. G. Kivelson, R. Pellat, R. J. Walker, H. Lühr, et G. Paschmann**, Bursty Bulk Flows in the inner central plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, **97**, 4027-4039, 1992.
- Angelopoulos, V., C. F. Kennel, F. V. Coroniti, R. Pellat, M. G. Kivelson, R. J. Walker, C. T. Russel, W. Baumjohann, W. C. Feldman, et J. T. Gosling**, Statistical characteristics of bursty bulk flow events, *J. Geophys. Res.*, **99**, 21,257-21,280, 1994.
- Angelopoulos, V., F. V. Coroniti, C. F. Kennel, M. G. Kivelson, R. J. Walker, C. T. Russel, R. L. McPherron, E. Sanchez, C.-I. Meng, W. Baumjohann, G. D. Reeves, R. D. Belian, N. Sato, E. Friis-Christensen, P. R. Sutcliffe, K. Yumoto, et T. Harris**, Multipoint analysis of bursty bulk flow event on April 11, 1985, *J. Geophys. Res.*, **101**, 4967-4989, 1996.
- Aparicio, B., B. Thelin, et R. Lundin**, The polar cusp from a particle point of view: a statistical study based on Viking data, *J. Geophys. Res.*, **96**, 14,023-14,031, 1991.
- Araki, T.**, A physical model of the geomagnetic sudden commencement, dans *Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low Frequency Waves*, e. d. M. J. Engebretson, K.

- Takahashi, et M. Scholer, vol. 81 de *Geophysical Monograph*, pp. 183-200, American Geophysical Union, 1994.
- Axford, W. I., et C. O. Hines**, A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms, *Canad. J. Phys.*, 39, 1433-1464, 1961.
- Baker, K. B., et S. Wing**, A new magnetic coordinate system for conjugate studies at high latitudes, *J. Geophys. Res.*, 94, 9139-9143, 1989.
- Baker, K. B., R. A. Greenwald, J. M. Ruohoniemi, J. R. Dudeney, et M. Pinnock**, Simultaneous HF-radar and DMSP observations of the cusp, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 1869-1872, 1990.
- Balogh, A., et the Cluster Magnetometer Team**, The Cluster magnetic field investigation, *Space Sci. Rev.*, 79, p. 65-91, 1997.
- Balogh, A., et al.**, The CLUSTER Magnetic Field Investigation: overview of in-flight performance and initial results, *Ann. Geophys.*, 19, 1207-1217, 2001.
- Basinska, E. M., W. J. Burke, et M. A. Heinemann**, A user's guide to locating flux transfer events in low-altitude satellite measurements - An S3-2 case study, *J. Geophys. Res.*, 94, 6681-6691, 1989.
- Baumjohann, W., G. Paschmann, et H. Lühr**, Characteristics of high-speed ion flows in the plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 95, 3801-3809, 1990.
- Baumjohann W., et R. A. Treumann**, Basic Space Plasma Physics, *Imperial College Press*, London, 1996.
- Berchem, J., et C. T. Russell**, Flux transfer events on the magnetopause: spatial distribution and controlling factors, *J. Geophys. Res.*, 89, 6689-6703, 1984.
- Bosqued, J. M., T. D. Phan, I. Dandouras, C. P. Escoubet, H. Rème, A. Balogh, M. W. Dunlop, D. Alcaydé, E. Amata, M.-B. Bavassano-Cattaneo, R. Bruno, C. Carlson, A. M. DiLellis, L. Eliasson, V. Formisano, L. M. Kistler, B. Klecker, A. Korth, H. Kucharek, R. Lundin, M. McCarthy, J. P. McFadden, E. Möbius, G. K. Parks, et J.-A. Sauvaud**, CLUSTER observations of the high-latitude magnetopause and cusp: initial results from the CIS ion instruments, *Ann. Geophys.*, 19, 1545-1566, 2001.
- Bosqued, J. M., H. U. Frey, et C. P. Escoubet**, Spatio-Temporal Features in the Mid-Altitude Cusp: Cluster-IMAGE-SuperDARN Correlated Observations, Invited paper of the *Yosemite Conference-Workshop - The dayside magnetopause and cusp conference*, Yosemite, USA, Feb. 9-13, 2003.
- Burch, J. L.**, Precipitation of low-energy electrons at high latitudes: Effects of interplanetary magnetic field and dipole tilt angle, *J. Geophys. Res.*, 77, 6696-6707, 1972.
- Burch, J. L.**, IMAGE mission overview, *Space Sci. Rev.*, 91, 1-14, 2000.
- Burch, J. L., W. Lennartsson, W. B. Hanson, R. A. Heelis, J. H. Hoffman, et R. A. Hoffman**, Properties of spikelike shear flow reversals observed in the auroral plasma by Atmosphere Explorer C, *J. Geophys. Res.*, 81, 3886-3896, 1976.
- Burke, W. J., M. C. Kelley, R. C. Sagalyn, M. Smiddy, et S. T. Lai**, Polar cap electric field structures with a northward interplanetary magnetic field, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 21-24, 1979.

- Burke, W. J., D. A. Hardy, F. J. Rich, M. C. Kelley, M. Smiddy, B. Schuman, R. C. Sagalyn, R. P. Vancour, P. J. L. Widman, et S. T. Lai**, Electrodynamic structure of the late evening sector of the auroral zone, *J. Geophys. Res.*, **85**, 1179-1193, 1980.
- Bythrow, P. F., T. A. Potemra, R. E. Erlandson, L. J. Zanetti, et D. M. Klumpar**, Birkeland currents and charged particles in the high-latitude prenoon region: a new interpretation, *J. Geophys. Res.*, **93**, 9791-9803, 1988.
- Carlson, C. W., R. F. Pfaff, et J. G. Watzin**, The Fast Auroral SnapshoT (FAST) mission, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2013-2016, 1998.
- Chapman S. et V. C. A. Ferraro**, A new theory of magnetic storms, *Terr. Magn. Atmosph. Elec.*, **36**, 171-186, 1931.
- Chiu, Y. T., A. L. Newman, et J. M. Cornwall**, On the structures and mapping of auroral electrostatic potentials, *J. Geophys. Res.*, **86**, 10,029-10,037, 1981.
- Cowley, S.W.H.**, The causes of convection in the Earth's magnetosphere, A review of developments during the IMF, *Rev. Geophys.*, **20**, 531-565, 1982.
- Cowley, S. W. H., J. P. Morelli, et M. Lockwood**, Dependence of convective flows and particle precipitation in the high-latitude dayside ionosphere on the X and Y components of the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **96**, 5557-5564, 1991.
- Cowley, S. W. H., et M. Lockwood**, Excitation and decay of solar wind-driven flows in the magnetosphere-ionosphere system, *Ann. Geophys.*, **10**, 103-115, 1992.
- Crooker, N. U.**, Dayside merging and cusp geometry, *J. Geophys. Res.*, **84**, 951-959, 1979.
- Davies, J. A., T. K. Yeoman, I. J. Rae, S. E. Milan, M. Lester, M. Lockwood, et K. A. McWilliams**, Ground-based observations of the auroral zone and polar cap ionospheric responses to dayside transient reconnection, *Ann. Geophys.*, **20**, 781-794, 2002.
- Davis, T. N.**, Observed characteristics of auroral forms, *Space Sci. Rev.*, **22**, 77-113, 1978.
- De la Beaujardière, O., R. Vondrak, et M. Baron**, Radar observations of electric fields and currents associated with auroral arcs, *J. Geophys. Res.*, **82**, 5051-5062 1977.
- De la Beaujardière, O., R. Vondrak, R. A. Heelis, W. B. Hanson, et R. A. Hoffman**, Auroral arc electrodynamic parameters measured by AE-C and the Chatanika radar, *J. Geophys. Res.*, **86**, 4671-4685, 1981.
- De la Beaujardière, O., L. R. Lyons, J. M. Ruohoniemi, E. Friis-Christensen, C. Danielsen, F. J. Rich, et P. T. Newell**, Quiet-time intensifications along the poleward auroral boundary near midnight, *J. Geophys. Res.*, **99**, 287-298, 1994.
- Décréau, P. M. E., et al.**, Early results from the Whisper instrument on Cluster: an overview, *Ann. Geophys.*, **19**, 1241-1258, 2001.
- Dungey, J. W.**, Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 47-48, 1961.
- Dunlop, M. W., A. Balogh, et K.-H. Glassmeier**, Four-point Cluster application of magnetic field analysis tools: the discontinuity analyzer, *J. Geophys. Res.*, **107(A11)**, 1385, doi:10.1029/2001JA005089, 2002a.
- Dunlop, M. W., A. Balogh, K.-H. Glassmeier, et P. Robert**, Four-point Cluster application of magnetic field analysis tools: The Curlometer, *J. Geophys. Res.*, **107(A11)**, 1384, DOI 10.1029/2001JA005088, 2002b.

- Eastman, T. E., L. A. Franck, W. K. Peterson, et W. Lennartsson**, The plasma sheet boundary layer, *J. Geophys. Res.*, 89, 1553-1572, 1984.
- Elphic, R. C., M. Lockwood, S. W. H. Cowley, et P. E. Sandholt**, Flux transfer events at the magnetopause and in the ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 2241-2244, 1990.
- Ergun, R. E., C. W. Carlson, J. P. McFadden, F. S. Mozer, G. T. Delory, W. Peria, C. C. Chaston, M. Temerin, I. Roth, L. Muschietti, R. Elphic, R. Strangeway, R. Pfaff, C. A. Cattell, D. Klumpar, E. Shelley, W. Peterson, E. Moebius, et L. Kistler**, FAST satellite observations of large-amplitude solitary structures, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2041-2044, 1998.
- Erlandson, R. E., L. J. Zanetti, T. A. Potemra, P. F. Bythrow, et R. Lundin**, IMF B(y) dependence of region 1 Birkeland currents near noon, *J. Geophys. Res.*, 93, 9804-9814, 1988.
- Escoubet, C. P., M. F. Smith, S. F. Fung, P. C. Anderson, R. A. Hoffman, E. M. Basinska, et J.-M. Bosqued**, Staircase ion signature in the polar cusp - A case study, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 1735-1738, 1992.
- Escoubet, C. P., M. Fehringer, et M. Goldstein**, The Cluster mission, *Ann. Geophys.*, 19, 1197-1200, 2001.
- Escoubet, C. P., J. M. Bosqued, J. Berchem, P. C. Anderson, M. Fehringer, H. Laakso, et H. Rème**, Double Cusp observed by the Cluster spacecraft, Oral presentation of the *EGS XXVII General Assembly*, Nice, France, Apr. 21-26, 2002.
- Evans, D. S.**, Auroral particles and fields, *Ann. Geophys.*, 28, 639-659, 1972.
- Evans, D. S., N. C. Maynard, J. Trøim, T. Jacobsen, et A. Egeland**, Auroral vector electric field and particle comparisons, 2. Electrodynamic of an arc, *J. Geophys. Res.*, 82, 2235-2249, 1977.
- Fairfield, D. H., et L. J. J. Cahill**, Transition region magnetic field and polar magnetic disturbances, *J. Geophys. Res.*, 71, 155-169, 1966.
- Fairfield, D. H., T. Mukai, M. Brittnacher, G. D. Reeves, S. Kokubun, G. K. Parks, T. Nagai, H. Matsumoto, K. Hashimoto, D. A. Gurnett, et T. Yamamoto**, Earthward flow bursts in the inner magnetotail and their relation to auroral brightenings, AKR intensifications, geosynchronous particle injections and magnetic activity, *J. Geophys. Res.*, 104, 355-370, 1999.
- Farrugia, C. J., R. P. Rijnbeek, M. A. Saunders, D. J. Southwood, D. J. Rodgers, M. F. Smith, C. P. Chaloner, D. S. Hall, P. J. Christiansen, et L. J. C. Woolliscroft**, A multi-instrument study of flux transfer event structure, *J. Geophys. Res.*, 93, 14,465-14,477, 1988.
- Franck, L. A., et K. L. Ackerson**, Observations of charged particle precipitation into the auroral zone, *J. Geophys. Res.*, 76, 3612-3643, 1971.
- Friis-Christensen, E., M. A. McHenry, C. R. Clauer, et S. Vennerstrøm**, Ionospheric traveling convection vortices observed near the polar cleft: a triggered response to sudden changes in the solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 253-256, 1988.
- Glassmeier, K.-H.**, Traveling magnetospheric convection twin-vortices observations and theory, *Ann. Geophys.*, 10, 547-565, 1992.

- Glassmeier, K.-H., et C. Heppner**, Traveling magnetospheric convection twin-vortices: another case study, global characteristics, and a model, *J. Geophys. Res.*, 97, 3977-3992, 1992.
- Glassmeier, K.-H., M. Hönisch, et J. Untiedt**, Ground-based and satellite observations for traveling magnetospheric convection twin vortices, *J. Geophys. Res.*, 94, 2520-2528, 1989.
- Goertz, C. K., E. Nielsen, A. Korth, K. H. Glassmeier, C. Haldoupis, P. Hoeg, et D. Hayward**, Observations of a possible ground signature of flux transfer events, *J. Geophys. Res.*, 90, 4069-4078, 1985.
- Greenwald, R. A., K. B. Baker, J. R. Dudeney, M. Pinnock, T. B. Jones, E. C. Thomas, J.-P. Villain, J.-C. Cerisier, C. Senior, C. Hanuise, R. D. Hunsucker, G. Sofko, J. Koehler, E. Nielsen, R. Pellinen, A. D. M. Walker, N. Sato, et H. Yamagishi**, Darn/SuperDARN: a global view of the dynamics of high-latitude convection, *Space Sci. Rev.*, 71, 761-796, 1995.
- Gurnett, D. A., et L. A. Franck**, Observed relationships between electric fields and auroral particle precipitation, *J. Geophys. Res.*, 78, 145-170, 1973.
- Gustafsson, G., et al.**, First results of electric field and density observations by Cluster EFW based on initial months of operation, *Ann. Geophys.*, 19, 1219-1240, 2001.
- Haerendel, G., G. Paschmann, N. Scopke, H. Rosenbauer, et P. C. Hedgecock**, The frontside boundary layer of the magnetopause and the problem of reconnection, *J. Geophys. Res.*, 83, 3195-3216, 1978.
- Hardy, D. A.**, Intense fluxes of low-energy electrons at geomagnetic latitudes above 85°, *J. Geophys. Res.*, 89, 3883-3892, 1984.
- Hardy, D. A., M. S. Gussenhoven, R. Raistrick, et W. J. McNeil**, Statistical and functional representations of the pattern of auroral energy flux, number flux, and conductivity, *J. Geophys. Res.*, 92, 12,275-12,294, 1987.
- Heelis, R. A.**, The effects of interplanetary magnetic field orientation on dayside high latitude convection, *J. Geophys. Res.*, 89, 2873-2880, 1984.
- Heelis, R. A., et W. B. Hanson**, AE-C observations of electric fields around auroral arcs, in *Physics of auroral arc formation*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 25, edited by S.-I. Akasofu and J. R. Kan, 1-14, AGU, Washington D. C., 1981.
- Heelis, R. A., P. H. Reiff, J. D. Winningham, et W. B. Hanson**, Ionospheric convection signatures observed by DE-2 during northward interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 91, 5817-5830, 1986.
- Heikkila, W. J.**, Electric field topology near the dayside magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 83, 1071-1078, 1978.
- Henderson, M. G., G. D. Reeves, et J. S. Murphree**, Are north-south aligned auroral structures an ionospheric manifestation of bursty bulk flows?, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 3737-3740, 1998.
- Heppner, J. P.**, Polar cap electric field distributions related to interplanetary magnetic field direction, *J. Geophys. Res.*, 77, 4877-4887, 1972.
- Heppner, J. P., et N. C. Maynard**, Empirical high-latitude electric field models, *J. Geophys. Res.*, 92, 4467-4489, 1987.
- Hoffman, R. A.**, POLAR-from the top down, *Adv. Space Res.*, 20, 569-573, 1997.

- Huang, C. Y., L. A. Franck, et T. E. Eastman**, High-altitude observations of an intense inverted V event, *J. Geophys. Res.*, **89**, 7423-7430, 1984.
- Huang, C.-S., D. A. André, G. J. Sofko, et A. V. Kustov**, Super Dual Auroral Radar Network observations of ionospheric multicell convection during northward interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **105**, 7419-7428, 2000.
- Iijima, T., et T. A. Potemra**, Field-aligned currents in the dayside cusp observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, **81**, 5971-5979, 1976.
- Iijima, T., Potemra T. A., L. J. Zanetti, et P. F. Bythrow**, Large-scale Birkeland currents in the dayside polar region during strongly northward IMF - A new Birkeland current system, *J. Geophys. Res.*, **89**, 7441-7452, 1984.
- Janhunen, P., A. Olsson, O. Amm, et K. Kauristie**, Characteristics of a stable arc based on FAST and MIRACLE observations, *Ann. Geophys.*, **18**, 152-160, 2000.
- Johnson, M. L., J. S. Murphree, G. T. Marklund, et T. Karlsson**, Progress on relating optical auroral forms and electric field patterns, *J. Geophys. Res.*, **103**, 4271-4284, 1998.
- Johnstone, A.D., et al.**, PEACE: a Plasma electron and current experiment, *Space Sci. Rev.*, **79**, 351-398, 1997.
- Kan, J. R., et L. C. Lee**, Theory of imperfect magnetosphere-ionosphere coupling, *Geophys. Res. Lett.*, **7**, 633-636, 1980.
- Kan, J. R., et L. C. Lee**, Formation of auroral arcs and inverted V precipitations : an overview, in *Physics of auroral arc formation*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 25, edited by S.-I. Akasofu and J. R. Kan, 1-14, AGU, Washington D. C., 1981.
- Kataoka, R., H. Fukunishi, L. J. Lanzerotti, C. G. MacLennan, H. U. Frey, S. B. Mende, J. H. Doolittle, T. J. Rosenberg, et A. T. Weatherwax**, Magnetic impulse event: a detailed case study of extended ground and space observations, *J. Geophys. Res.*, **106**, 25,873-25,889, 2001.
- Kauristie, K., V. A. Sergeev, M. Kubyshkina, T. I. Pulkkinen, V. Angelopoulos, T. D. Phan, R. P. Lin, et J. A. Slavin**, Ionospheric current signatures of transient plasma sheet flows, *J. Geophys. Res.*, **105**, 10,677-10,690, 2000.
- Kauristie, K., T. I. Pulkkinen, O. Amm, A. Viljanen, M. Syrjäsoo, P. Janhunen, S. Massetti, S. Orsini, M. Candidi, J. Watermann, E. Donovan, P. Prikryl, I. R. Mann, P. Eglitis, C. Smith, W. F. Denig, H. J. Opgenoorth, M. Lockwood, M. Dunlop, A. Vaivads, et M. André**, Ground-based and satellite observations of high-latitude auroral activity in the dusk sector of the auroral oval, *Ann. Geophys.*, **19**, p. 1683-1696, 2001.
- Kinter, P. M., L. J. Cahill Jr., et R. L. Arnoldy**, Current system in an auroral substorm, *J. Geophys. Res.*, **79**, 4326-4330, 1974.
- Kelley, M.C.**, The earth's ionosphere, Academic Press, London, 1989.
- Kivelson, M. G., et D. J. Southwood**, Ionospheric traveling vortex generation by solar wind buffeting of the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **96**, 1661-1667, 1991.
- Kivelson, M. G., et C. T. Russel**, *Introduction to Space Physics*, chap. A brief history of Solar-Terrestrial physics, *Cambridge University Press*, Cambridge, New York, 1995.
- Knight, S.**, Parallel electric fields, *Planet. Space Sci.*, **21**, 741-750, 1973.

- Kosch, M. J., O. Amm, et M. W. J. Scourfield**, A plasma vortex revisited: The importance of including ionospheric conductivity measurements, *J. Geophys. Res.*, *105*, 24,889-24,898, 2000.
- Lee, L. C.**, Magnetic flux transfer at the Earth's magnetopause, in *Solar wind-magnetosphere coupling* edited by Y. Kamide and J. A. Slavin, pp. 297-314, *Terra Scientific*, Tokyo, 1986.
- Lee, L. C., et Z. F. Fu**, A theory of magnetic flux transfer at the Earth's magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, *12*, 105-108, 1985.
- Lin, C. S., et R. A. Hoffman**, Characteristics of the inverted V event, *J. Geophys. Res.*, *84*, 1514-1524, 1979.
- Lockwood, M.**, The excitation of ionospheric convection, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *53*, 177-199, 1991.
- Lockwood, M.**, Ionospheric signatures of pulsed magnetopause reconnection, dans *Physical signatures of magnetopause boundary layer processes*, ed. J. A. Holtet et A. Egeland, vol. 425 de *NATO ASI series*, 229-243, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1994.
- Lockwood, M., P. E. Sandholt, S. W. H. Cowley, et T. Oguti**, Interplanetary magnetic field control of dayside auroral activity and the transfer of momentum across the dayside magnetopause, *Planet. Space Sci.*, *37*, 1347-1365, 1989.
- Lockwood, M., S. W. H. Cowley, P. E. Sandholt, et R. P. Lepping**, The ionospheric signatures of flux transfer events and solar wind dynamic pressure changes, *J. Geophys. Res.*, *95*, 17,113-17,135, 1990.
- Lockwood, M., H. C. Carlson Jr., et P. E. Sandholt**, Implications of the altitude of transient 630-nm dayside auroral emissions, *J. Geophys. Res.*, *98*, 15,571-15,587, 1993.
- Lockwood, M., et al.**, Coordinated Cluster, ground-based instrumentation and low-altitude satellite observations of transient poleward-moving events in the ionosphere and in the tail lobe, *Ann. Geophys.*, *19*, 1589-1612, 2001a.
- Lockwood, M., et al.**, Coordinated Cluster and ground-based instrument observations of transient changes in the magnetopause boundary layer during an interval of predominantly northward IMF: relation to reconnection pulses and FTE signatures, *Ann. Geophys.*, *19*, 1613-1640, 2001b.
- Lockwood, M., S. E. Milan, T. Onsager, C. H. Perry, J. A. Scudder, C. T. Russell, et M. Brittnacher**, Cusp ion steps, field-aligned currents and poleward auroral forms, *J. Geophys. Res.*, *106*, 29555-29569, 2001c.
- Lühr, H., M. Lockwood, P. E. Sandholt, T. L. Hansen, et T. Moretto**, Multi-instrument ground-based observations of a travelling convection vortices event, *Ann. Geophys.*, *14*, 162-181, 1996.
- Lyatsky, W. B., G. J. Sofko, A. V. Kustov, D. André, W. J. Hughes, et D. Murr**, Traveling convection vortices as seen by the SuperDARN HF radars, *J. Geophys. Res.*, *104*, 2591-2601, 1999.
- Lyons L. R., et D. J. Williams**, Quantitative Aspects of Magnetospheric Physics, *D. Reidel*, Dordrecht, 1984.



- Maezawa, K.**, Magnetospheric convection induced by the positive and negative Z components of the interplanetary magnetic field: quantitative analysis using polar cap magnetic records, *J. Geophys. Res.*, *81*, 2289-2303, 1976.
- Marchaudon, A., J.-C. Cerisier, J.-M. Bosqued, M. W. Dunlop, J. A. Wild, P. M. E. Décréau, M. Förster, D. Fontaine, et H. Laakso**, Transient plasma injections in the dayside magnetosphere: one-to-one correlated observations by Cluster and SuperDARN, *Ann. Geophys.*, In press, 2003a.
- Marchaudon, A., J.-C. Cerisier, O. Amm, M. Lester, C. W. Carlson et G. K. Parks**, Quantitative modelling of the closure of meso-scale parallel currents in the nightside ionosphere, *Ann. Geophys.*, In press, 2003b.
- Marklund, G. T.**, Auroral arc classification scheme based on the observed arc-associated electric field pattern, *Planet. Space Sci.*, *32*, 193-211, 1984.
- Marklund, G. T., I. Sandahl, et H. J. Opgenoorth**, A study of the dynamics of a discrete auroral arc, *Planet. Space Sci.*, *30*, 179-197, 1982.
- Marklund, G. T., W. Baumjohann, et I. Sandahl**, Rocket and ground-based study of an auroral breakup event, *Planet. Space Sci.*, *31*, 207-220, 1983.
- Marklund, G. T., T. Karlsson, et J. Clemmons**, On low-altitude particle acceleration and intense electric fields and their relationship to a black aurora, *J. Geophys. Res.*, *102*, 17,509-17,522, 1997.
- Marklund, G. T., N. Ivchenko, T. Karlsson, A. Fazakerley, M. Dunlop, P.-A. Lindqvist, S. Buchert, C. Owen, M. Taylor, A. Vaivads, P. Carter, M. André, et A. Balogh**, Temporal evolution of the electric field accelerating electrons away from the auroral ionosphere, *Nature*, *414*, 724-727, 2001.
- McWilliams, K. A., T. K. Yeoman, et G. Provan**, A statistical survey of dayside pulsed ionospheric flows as seen by the CUTLASS Finland HF radar, *Ann. Geophys.*, *18*, 445-453, 2000.
- McWilliams, K. A., T. K. Yeoman, et S. W. H. Cowley**, Two-dimensional electric field measurements in the ionospheric footprint of a flux transfer event, *Ann. Geophys.*, *18*, 1584-1598, 2001a.
- McWilliams, K.A., T.K. Yeoman, J.B. Sigwarth, L.A. Frank, et M. Brittnacher**, The dayside ultraviolet aurora and convection responses to a southward turning of the interplanetary magnetic field, *Ann. Geophys.*, *17*, 707-721, 2001b.
- Milan, S. E., M. Lester, S. W. H. Cowley, J. Moen, P. E. Sandholt, et C. J. Owen**, Meridian-scanning photometer, coherent HF radar, and magnetometer observations of the cusp: a case study, *Ann. Geophys.*, *17*, 159-172, 1999.
- Milan, S. E., M. Lester, S. W. H. Cowley, et M. Brittnacher**, Convection and auroral response to a southward turning of the IMF: Polar UVI, CUTLASS, and IMAGE signatures of transient magnetic flux transfer at the magnetopause, *J. Geophys. Res.*, *105*, 15,741-15,755, 2000.
- Moen, J., D. Evans, H. C. Carlson, et M. Lockwood**, Dayside moving auroral transients related to LLBL dynamics, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 3247-3250, 1996.
- Moore, T. E., M.-C. Fok, et M. O. Chandler**, The dayside reconnection X line, *J. Geophys. Res.*, *107*(A10), 1332, doi:10.1029/2002JA009381, 2002.

- Moretto, T., M. Hesse, A. Yahnin, A. Ieda, D. Murr, et J. F. Watermann**, Magnetospheric signature of an ionospheric traveling convection vortex event, *J. Geophys. Res.*, *107*(A6), 1072, doi:10.1029/2001JA000049, 2002.
- Murr, D. L., W. J. Hughes, A. S. Rodger, E. Zesta, H. U. Frey, et A. T. Weatherwax**, Conjugate observations of traveling convection vortices: The field-aligned current system, *J. Geophys. Res.*, *107*(A10), 1306, doi:10.1029/2002JA009456, 2002.
- Nakamura, R., W. Baumjohann, A. Runov, M. Volwerk, T. L. Zhang, B. Klecker, Y. Bogdanova, A. Roux, A. Balogh, H. Rème, J. A. Sauvaud, et H. U. Frey**, Fast flow during current sheet thinning, *Geophys. Res. Lett.*, *29*(23), 2140, doi:10.1029/2002GL016200, 2002.
- Neudegg, D. A., T. K. Yeoman, S. W. H. Cowley, G. Provan, G. Haerendel, W. Baumjohann, U. Auster, K.-H. Fornacon, E. Georgescu, et C. J. Owen**, A flux transfer event observed at the magnetopause by the Equator-S spacecraft and in the ionosphere by the CUTLASS HF radar, *Ann. Geophys.*, *17*, 707-711, 1999.
- Neudegg, D. A., S. W. H. Cowley, S. E. Milan, T. K. Yeoman, M. Lester, G. Provan, G. Haerendel, W. Baumjohann, B. Nikutowski, J. Büchner, U. Auster, K.-H. Fornacon, et E. Georgescu**, A survey of magnetopause FTEs and associated flow bursts in the polar ionosphere, *Ann. Geophys.*, *18*, 416-435, 2000.
- Newell, P. T., et C.-I. Meng**, The cusp and the cleft/boundary layer: low-altitude identification and statistical local time variation, *J. Geophys. Res.*, *93*, 14,549-14,556, 1988.
- Newell, P. T., C.-I. Meng, D. G. Sibeck, et R. Lepping**, Some low-altitude cusp dependencies on the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, *94*, 8921-8927, 1989.
- Newell, P. T., et C.-I. Meng**, Mapping the dayside ionosphere to the magnetosphere according to particle precipitation characteristics, *Geophys. Res. Lett.*, *19*, 609-612, 1992.
- Newell, P. T., et C.-I. Meng**, Ionospheric projections of magnetospheric regions under low and high solar wind pressure conditions, *J. Geophys. Res.*, *99*, 273-286, 1994.
- Nishitani, N., T. Ogawa, N. Sato, H. Yamagishi, M. Pinnock, J.-P. Villain, G. Sofko, et O. Troshichev**, A study of the dusk convection cell's response to an IMF southward turning, *J. Geophys. Res.*, *107*(A3), 1036, doi:10.1029/2001JA900095, 2002.
- Ohtani, S. T. A. Potemra, P. T. Newell, L. J. Zanetti, T. Iijima, M. Watanabe, M. Yamauchi, R. D. Elphinstone, O. de La Beaujardière, et L. G. Blomberg**, Simultaneous prenoon and postnoon observations of three field-aligned current systems from Viking and DMSP-F7, *J. Geophys. Res.*, *100*, 119-136, 1995.
- Opengoorth, H. J., I. Häggström, P. J. S. Williams, et G. O. L. Jones**, Regions of strongly enhanced perpendicular electric fields adjacent to auroral arcs, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *52*, 449-458, 1990.
- Opengoorth, H. J., et al.**, Coordinated ground-based, low altitude satellite and Cluster observations on global and local scales during a transient post-noon sector excursion of the magnetospheric cusp, *Ann. Geophys.*, *19*, 1367-1398, 2001.
- Owen, C. J., A. N. Fazakerley, P. J. Carter, A. J. Coates, I. C. Krauklis, S. Szita, M. G. G. T. Taylor, P. Travnicek, G. Watson, R. J. Wilson, A. Balogh, et M. W. Dunlop**, CLUSTER PEACE observations of electrons during magnetospheric flux transfer events, *Ann. Geophys.*, *19*, 1509-1522, 2001.

- Paschmann, G., G. Haerendel, N. Sckopke, et H. Rosenbauer**, Plasma and magnetic field characteristics of the distant polar cusp near local noon: the entry layer, *J. Geophys. Res.*, **81**, 2883-2899, 1976.
- Paschmann, G., G. Haerendel, I. Papamastorakis, N. Sckopke, S. J. Bame, J. T. Gosling, et C. T. Russel**, Plasma and magnetic field characteristics of magnetic flux transfer events, *J. Geophys. Res.*, **87**, 2159-2168, 1982.
- Paschmann, G. et P. Daly**, Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data, *ISSI-SR-001*, édité par G. Paschmann et P. Daly, *ESA Publications Division*, 419-447, 1998.
- Paschmann, G., et al.**, The Electron Drift Instrument on Cluster: overview of first results, *Ann. Geophys.*, **19**, 1273-1288, 2001.
- Petrinec, S. M., et C. T. Russell**, External and internal influences on the size of the dayside terrestrial magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 339-342, 1993.
- Pinnock, M., A. S. Rodger, J. R. Dudeney, R. A. Greenwald, K. B. Baker, et J. M. Ruohoniemi**, An ionospheric signature of possible enhanced magnetic field merging on the dayside magnetopause, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **53**, 201-212, 1991.
- Pinnock, M., A. S. Rodger, J. R. Dudeney, K. B. Baker, P. T. Newell, R. A. Greenwald, et M. E. Greenspan**, Observations of an enhanced convection channel in the cusp ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **98**, 3767-3776, 1993.
- Pinnock, M., A. S. Rodger, J. R. Dudeney, F. Rich, et K. B. Baker**, High spatial and temporal resolution observations of the ionospheric cusp, *Ann. Geophys.*, **13**, 919-925, 1995.
- Potemra, T. A., L. J. Zanetti, P. F. Bythrow, A. T. Y. Lui, et T. Iijima**, B(y)-dependent convection patterns during northward interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **89**, 9753-9760, 1984.
- Provan, G., T. K. Yeoman, et S. E. Milan**, CUTLASS Finland radar observations of the ionospheric signatures of flux transfer events and the resulting plasma flows, *Ann. Geophys.*, **16**, 1411-1422, 1998.
- Provan, G., T. K. Yeoman, et S. W. H. Cowley**, The influence of the IMF By component on the location of pulsed flows in the dayside ionosphere observed by an HF radar, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 521-524, 1999.
- Provan, G., et T. K. Yeoman**, Statistical observations of the MLT, latitude and size of pulsed ionospheric flows with the CUTLASS Finland radar, *Ann. Geophys.*, **17**, 855-867, 1999.
- Provan, G., S. E. Milan, M. Lester, T. K. Yeoman, et H. Khan**, Simultaneous observations of the ionospheric footprint of flux transfer events and dispersed ions signatures, *Ann. Geophys.*, **20**, 281-287, 2002.
- Reiff, P. H., J. L. Burch, et T. W. Hill**, Solar wind plasma injection at the dayside magnetospheric cusp, *J. Geophys. Res.*, **82**, 479-491, 1977.
- Reiff, P. H., et J. L. Burch**, IMF By-dependent plasma flow and birkeland currents in the dayside magnetosphere, 2. A global model for northward and southward IMF, *J. Geophys. Res.*, **90**, 1595-1609, 1985.
- Reigber, Ch., H. Lühr, et P. Schwintzer**, CHAMP Mission Status, *Adv. Space Res.*, **30**, 129-134, 2002.

- Rème H., et al.**, First multispacecraft ion measurements in an near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment, *Ann. Geophys.*, *19*, 1303-1354, 2001.
- Rich, F. J., D. A. Hardy, R. H. Redus, et M. S. Gussenhoven**, Northward IMF and patterns of high-latitude precipitation and field-aligned currents: the February 1986 storm, *J. Geophys. Res.*, *95*, 7893-7913, 1990.
- Rijnbeek, R. P., S. W. H. Cowley, D. J. Southwood, et C. T. Russel**, A survey of dayside flux transfer events observed by ISEE 1 and 2 magnetometers, *J. Geophys. Res.*, *89*, 786-800, 1984.
- Roelof, E. C., et D. G. Sibeck**, Magnetopause shape as a bivariate function of interplanetary magnetic field  $B_z$  and solar wind dynamic pressure, *J. Geophys. Res.*, *98*, 21,421-21,450, 1993.
- Rosenbauer, H., H. Grünwaldt, M. D. Montgomery, G. Paschmann, et N. Sckopke**, Heos 2 plasma observations in the distant polar magnetosphere: the plasma mantle, *J. Geophys. Res.*, *80*, 2723-2737, 1975.
- Ruohoniemi, J. M., et R.A. Greenwald**, Statistical patterns of high-latitude convection obtained from Goose Bay HF radar observations, *J. Geophys. Res.*, *101*, 21,746-21,763, 1996.
- Ruohoniemi, J. M., et K. B. Baker**, Large-scale imaging of high-latitude convection with Super Dual Auroral Radar Network HF radar observations, *J. Geophys. Res.*, *103*, 20,797-20,812, 1998.
- Russel, C. T., et R. C. Elphic**, Initial ISEE magnetometer results: magnetopause observations, *Space Sci. Rev.*, *22*, 681-715, 1978.
- Russell, C. T., and R. C. Elphic**, ISEE observations of flux transfer events at the dayside magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, *6*, 33-36, 1979.
- Sandholt, P. E., C. S. Deehr, A. Egeland, B. Lybekk, R. Viereck, et G. J. Romick**, Signatures in the dayside aurora of plasma transfer from the magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, *91*, 10,063-10,079, 1986.
- Sandholt, P. E., M. Lockwood, T. Oguti, S. W. H. Cowley, K. S. C. Freeman, B. Lybekk, A. Egeland, et D. M. Willis**, Midday auroral breakup events and related energy and momentum transfer from the magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, *95*, 1039-1060, 1990.
- Sandholt, P. E., C. J. Farrugia, L. F. Burlaga, J. A. Holtet, J. Moen, B. Lybekk, B. Jacobsen, D. Opsvik, A. Egeland, R. Lepping, A. J. Lazarus, T. Hansen, A. Breckke, et E. Friis-Christensen**, Cusp/cleft auroral activity in relation to solar wind dynamic pressure, interplanetary magnetic field  $B(\text{sub } z)$  and  $B(\text{sub } y)$ , *J. Geophys. Res.*, *99*, 17,323-17,342, 1994.
- Saunders, M. A., C. T. Russel, et N. Sckopke**, Flux transfer events : scale size and interior structure, *Geophys. Res. Lett.*, *11*, 131-134, 1984.
- Senior, C.**, Solar and particle contributions to auroral height-integrated conductivities from EISCAT data: a statistical study, *Ann. Geophys.*, *9*, 449-460, 1991.
- Senior, C., J.-C. Cerisier, F. J. Rich, M. Lester, et G. K. Parks**, Strong sunward propagating flow bursts in the night sector during quiet solar wind conditions: SuperDARN and satellite observations, *Ann. Geophys.*, *20*, 771-779, 2002.

- Sergeev, V. A., O. A. Aulamo, R. J. Pellinen, M. K. Vallinkoski, T. Bösinger, C. A. Catell, R. C. Elphic, et D. J. Williams**, Non-substorm transient injection events in the ionosphere and magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, **38**, 231-239, 1990.
- Sergeev, V. A., V. Angelopoulos, J. T. Gosling, C. A. Catell, et C. T Russel**, Detection of localized plasma-depleted flux tubes or bubbles in the midtail plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, **101**, 10,817-10,826, 1996a.
- Sergeev, V. A., R. J. Pellinen, et T. I Pulkkinen**, Steady Magnetospheric convection: a review of recent results, *Space Sci. Rev.*, **75**, 551-604, 1996b.
- Sibeck, D. G.**, A model for the transient magnetospheric response to sudden solar wind dynamic pressure variations, *J. Geophys. Res.*, **95**, 3755-3771, 1990.
- Sibeck, D. G., R. E. Lopez, et W. J. Baumjohann**, Solar wind dynamic pressure variations and transient magnetospheric signatures, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 13-16, 1989.
- Sibeck, D. G., et D. J. Jr. Croley**, Solar wind dynamic pressure variations and possible ground signatures of flux transfer events, *J. Geophys. Res.*, **96**, 1669-1683, 1991.
- Sibeck, D. G., et G. I. Korotova**, Testing models for travelling convection vortices: two case studies, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 325-328, 2000.
- Sibeck, D. G., N. B. Trivedi, E. Zesta, R. B. Decker, H. J. Singer, A. Szabo, H. Tachihara, et J. Watermann**, Pressure-pulse interaction with the magnetosphere and ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **108**(A2), 1095, doi:10.1029/2002JA009675, 2003.
- Siscoe, G. L.**, The magnetosphere: A union of interdependent parts, *EOS, Trans. AGU*, **72**, 494-497, 1991.
- Siscoe, G. L., et T. S. Huang**, Polar cap inflation and deflation, *J. Geophys. Res.*, **90**, 543-547, 1985.
- Siscoe, G. L., W. Lotko, et B. U. O. Sonnerup**, A high-latitude, low-latitude boundary layer model of the convection current system, *J. Geophys. Res.*, **96**, 3487-3495, 1991.
- Smith, M. F. et M. Lockwood**, The pulsating cusp, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 1069-1072, 1990.
- Southwood, D. J.**, The ionospheric signature of flux transfer events, *J. Geophys. Res.*, **92**, 3207-3213, 1987.
- Southwood, D. J., C. J. Farrugia, et M. A. Saunders**, What are flux transfer events?, *Planet. Space Sci.*, **36**, 503-508, 1988.
- Stauning, P., F. Primdahl, J. Watermann, et O. Rasmussen**, IMF By-related Cusp currents observed from the Ørsted satellite and from ground, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 99-102, 2001.
- Stone, E. C., A. M. Frandsen, R. A. Mewaldt, E. R. Christian, D. Margolies, J. F. Ormes, et F. Snow**, the Advanced Composition Explorer, *Space Sci. Rev.*, **86**, 1-22, 1998.
- Thorolfsson, A., J.-C. Cerisier, M. Lockwood, P. E. Sandholt, C. Senior, et M. Lester**, Simultaneous optical and radar signatures of poleward-moving auroral forms, *Ann. Geophys.*, **18**, 1054-1066, 2000.
- Tsyganenko, N. A.**, Modelling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause, *J. Geophys. Res.*, **100**, 5599-5612, 1995.
- Untiedt, J., et W. Baumjohann**, Studies of polar current systems using the IMS Scandinavian Magnetometer Array, *Space, Sci. Rev.*, **63**, 245-390, 1993.

- Vasyliunas, V. M.**, Interaction between magnetospheric boundary layers and the ionosphere, in *Magnetospheric Boundary Layers, Proceedings of the International Conference* held in Alpbach, Austria, *Eur. Space Agency Spec. Publ., ESA SP-148*, 387–393, 1979.
- Wahlund, J.-E., et H. J. Opgenoorth**, EISCAT observations of strong ion outflows from the F-region ionosphere during auroral activity: preliminary results, *Geophys. Res. Lett.*, *16*, 727-730, 1989.
- Walker, A. D. M., M. Pinnock, K. B. Baker, J. R. Dudeney, et J. P. S. Rash**, Strong flow bursts in the nightside ionosphere during extremely quiet solar wind conditions, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 881-884, 1998.
- Weimer, D. R.**, Models of high-latitude electric potentials derived with a least error fit of spherical harmonic coefficients, *J. Geophys. Res.*, *100*, 19,595-19,608 1995.
- Wild, J. A., S. W. H. Cowley, J. A. Davies, H. Khan, S. E. Milan, G. Provan, T. K. Yeoman, A. Balogh, M. W. Dunlop, K.-H. Fornacon, et E. Georgescu**, First simultaneous observations of flux transfer events at the high-latitude magnetopause by the Cluster spacecraft and pulsed radar signatures in the conjugate ionosphere by the CUTLASS and EISCAT radars, *Ann. Geophys.*, *19*, 1491-1508, 2001.
- Yeoman, T. K., M. Lester, S. W. H. Cowley, S. E. Milan, J. Moen, et P. E. Sandholt**, Simultaneous observations of the cusp in optical, DMSP, and HF radar data, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 2251-2254, 1997.
- Yeoman T. K., P. G. Hanlon, et K. A. McWilliams**, A statistical study of the location and motion of the HF radar cusp, *Ann. Geophys.*, *20*, 275-280, 2002.
- Zanetti, L. J., T. A. Potemra, P. F. Bythrow, T. Iijima, et W. Baumjohann**, Ionospheric and Birkeland current distributions for northward interplanetary magnetic field - Inferred polar convection, *J. Geophys. Res.*, *89*, 7453-7458, 1984.



## Liste des Acronymes

<b>AACGM</b>	(Altitude-Adjusted Corrected GeoMagnetic) - Coordonnées magnétiques ramenées au pied de la ligne de champ
<b>BBF</b>	(Bursty Bulk Flow) - Jet sporadique de plasma
<b>BPS</b>	(Boundary Plasma Sheet) - Frontière du feuillet central de plasma
<b>CPS</b>	(Central Plasma Sheet) - Feuillet central de plasma
<b>CRB</b>	(Convection Reversal Boundary) - Frontière de renversement de la convection
<b>FAC</b>	(Field-Aligned Current) - Courant aligné le long du champ magnétique
<b>FTE</b>	(Flux Transfer Event) - Événement de transfert de flux
<b>GSE</b>	(Geocentric Solar Ecliptic System) - Système géocentrique solaire écliptique
<b>GSM</b>	(Geocentric Solar Magnetospheric System) - Système géocentrique solaire magnétosphérique
<b>IMF</b>	(Interplanetary Magnetic Field) - Champ magnétique interplanétaire
<b>LEP</b>	(Low-Energy Precipitation) - Région de précipitation de basse énergie
<b>LLBL</b>	(Low Latitude Boundary Layer) - Couche limite basse latitude
<b>MLAT</b>	(Magnetic Latitude) - Latitude magnétique
<b>MLON</b>	(Magnetic Longitude) - Longitude magnétique
<b>MLT</b>	(Magnetic Local Time) - Temps magnétique local
<b>NBZ</b>	(Northward Bz) - Système de courants alignés avec le champ, en période de $B_z$ nord de l'IMF
<b>OCB</b>	(Open-Closed Boundary) - Frontière entre les lignes de champ magnétiques ouvertes et fermées
<b>PIF</b>	(Pulsed Ionospheric Flow) - Sursaut de convection ionosphérique pulsé
<b>PMAF</b>	(Poleward Moving Auroral Form) - Forme aurorale se déplaçant vers le pôle
<b>PSBL</b>	(Plasma Sheet Boundary Layer) - Couche limite du feuillet de plasma
<b>SI</b>	(Sudden Impulse) - Impulsion soudaine
<b>TCV</b>	(Travelling Convection Vortex) - Vortex de convection dynamique
<b>UT</b>	(Universal Time) - Temps universel